

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“ gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft
und der
Deutschen Gesellschaft für technische Physik
unter der Redaktion von Karl Scheel

2. Jahrgang

15. Oktober 1921

Nr. 20

1. Allgemeines.

Edmund Hoppe. Zur Geschichte der Theorie des Dielektrikums. ZS. f. Elektrochemie **27**, 301—305, 1921, Nr. 13/14. Es wird durch Hintereinanderstellung der entsprechenden Abschnitte aus Faradays Exp. res. und den Arbeiten von Joh. Carl Wilke in den Kgl. Vetenskaps- Academ. Handl. Stockholm 1762 und 1777 der Nachweis erbracht, daß die Vorstellung der dielektrischen Ladung in den Isolatoren nicht erst von Faraday erfunden ist, sondern bis in Einzelheiten schon von Wilke vollständig durchgearbeitet ist, so daß die für Faraday entscheidenden Experimente genau die gleichen sind, welche Wilke angestellt hatte und die ihm die Veranlassung zur Annahme der dielektrischen Polarisation gaben. Auch der Einfluß der Luftverdünnung, die Konvektion, die elektrischen Kraftlinien, sind sämtlich schon von Wilke festgestellt. Zum Schluß wird die Frage untersucht, auf welchem Wege Faraday vielleicht mit den Ideen Wilkes bekannt geworden ist. **EDM. HOPPE.**

Josef Frank. Über zwei astronomische arabische Instrumente. ZS. f. Instrkde. **41**, 193—200, 1921, Nr. 7. **SCHEEL.**

J. G. Tandberg. Ett nyfunnet brev från H. C. Örsted. Fysisk Tidsskrift **19**, 131—134, 1921, Nr. 4. **SCHEEL.**

Max Jakob. Über einige Eigenschaften des Wasserdampfes. ZS. Ver. d. Ing. **65**, 568—570, 1921, Nr. 22. [S. 1182.] **JAKOB.**

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1920. ZS. f. Instrkde. **41**, 97—107, 129—143, 161—175, 1921, Nr. 4, 5, 6. **SCHEEL.**

Georges Lemoine. Gabriel Lippmann. C. R. **173**, 113—115, 1921, Nr. 3. **SCHEEL.**

Prof. E. B. Rosa. Nature **107**, 465—466, 1921, Nr. 2693. **SCHEEL.**

Arthur Schuster. John William Strutt, Baron Rayleigh, 1842—1919. Proc. Roy. Soc. London (A) **98**, Obituary Notices of Fellows Deceased I—L, 1921, Nr. 695. **SCHEEL.**

G. Duffling. Zur numerischen Integration gewöhnlicher Differentialgleichungen I. und II. Ordnung. Forschungsarbeiten a. d. Geb. d. Ingenieurwes. Nr. **224**, 29—50, 1920. **SCHEEL.**

H. Greinacher. Einfache Ableitung der Formel für die Empfindlichkeit einer Wage. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 52, 115—116, 1921, Nr. 5/6. Die allgemeinere Formel für den Fall, daß die drei Schneiden nicht in gerader Linie liegen, wird aus dem speziellen Fall der geradlinigen Schneidenverbindung abgeleitet. In üblichen Bezeichnungen ergeben sich im speziellen Falle die Drehmomente $G \cdot s \cdot \sin \varphi$ und $p \cdot l \cdot \cos \varphi$ (Gewicht des Balkens G , Übergewicht p , Schwerpunktsabstand s , halbe Balkenlänge l). Verschiebt man die äußeren Schneiden parallel um die Strecke a , so wird das eine Moment um $P \cdot a \cdot \sin \varphi$ vergrößert (Belastung P), das andere um $(P + p) \cdot a \cdot \sin \varphi$ verkleinert, mithin ergibt sich Gleichgewicht, wenn

$$[G \cdot s + (2P + p) \cdot a] \cdot \sin \varphi = p \cdot l \cdot \cos \varphi.$$

Ähnlich wird bei Verschiebung der Schneiden im anderen Sinne verfahren; es wird eine kurze Diskussion der beiden Formeln gegeben.

SCHWERDT.

P. Hank. Ein Apparat zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls. ZS. f. phys. Unterr. 34, 123—126, 1921, Nr. 3. In einem kräftigen Holzrahmen von 1 m Höhe und etwa 22 cm Breite wird der Versuchsdraht von etwa 60 cm Länge ausgespannt. Die Verlängerung bei Belastung wird durch Führung über eine Zeigerwalze gemessen. Die Durchbiegung des oberen Holzbalkens wird durch Vorversuch eliminiert. Die Versuche haben ergeben: Eisen 20 000 kg, Kupfer 11 700 kg. Der Apparat kann bei Verwendung von Konstantdraht (0,2 mm) dazu dienen, die Begriffe Elastizitätsgrenze und Festigkeit zu erläutern.

SCHWERDT.

Étienne Rengade et Edmond Desvignes. Sur un dispositif pour les essais de dureté des matériaux réfractaires à haute température. C. R. 173, 134—137, 1921, Nr. 3. [S. 1130.]

BERNDT.

O. Maass and C. H. Wright. A variable resistance. Journ. Amer. Chem. Soc. 13, 1179, 1921, Nr. 5. In einem senkrechten Glasrohr, vom lichten Durchmesser etwa 2 cm, ist ein 50 cm langer Platindraht ausgespannt, dessen Widerstand 1 Ohm beträgt. Das Rohr wird mit reinem Hg gefüllt, unten seitlich befindet sich ein angeschlossener Vorratsballon. Durch Absaugen der Luft über diesem Ballon wird der Hg-Spiegel im Rohr beliebig gesenkt. Zwei Hähne und eine Kapillare gestatten, jede Höhe zwischen 0 und 50 cm einzustellen, ein angeschlossenes Luftvolumen erleichtert die Feineinstellung. Die Genauigkeit der Einstellung beträgt bei 0,2 mm Ablesegenauigkeit etwa 0,002 Ohm. Der verschiedene Widerstand der Hg-Säule wird durch eine Eichkurve berücksichtigt, die auch dem Temperaturkoeffizienten Rechnung trägt. Die durch Übergangswiderstände hervorgerufenen Fehler sind in diesem Apparat vermieden.

SCHWERDT.

F. Bremer. Drei Versuche über oszillatorische Entladungen. ZS. f. phys. Unterr. 34, 126—128, 1921, Nr. 3. I. In den sekundären Kreis eines Induktors von 15 cm Schlagweite schaltet man eine Leidener Flasche und eine Geisslersche Spektralröhre. Das Bild der Röhre wird im rotierenden Spiegel beobachtet. Schließt man zunächst die Flasche kurz, so sieht man einen breiten Öffnungs- und einen schmalen Schließungsstreifen. Wird die Verbindung der beiden Belegungen der Flasche gelöst, so spaltet sich der breite Streifen der oszillatorischen Entladung zufolge in mehrere Einzelstreifen. Aus der konstanten Breite der Teilstreifen ergibt sich die Konstanz der Schwingungsdauer. Zur angenäherten Ermittlung wird der Vokal U (einfache, scharfe Zacken) an der Königschen Membrankapsel beobachtet. Größenordnung bei großen Flaschen etwa $n = 300$, bei kleinen Flaschen $n = 800$.

II. Man ersetzt die Geisslerröhre durch eine vertikale Funkenstrecke, deren Weite durch Beobachtung im Spiegel so gewählt wird, daß nur der Öffnungs-, nicht der Schließungsfunk auftritt (etwa 10 mm Weite). Die Stromstärke wird zunächst so gering gewählt, daß nur die beiden ersten Teilstreifen sichtbar sind. Bei Unterbrechung des Stromes verbleibt in der Flasche eine Restladung, die durch Probekugel nachgewiesen werden kann. Bei allmählicher Steigerung der Stromstärke erscheinen die Teilstreifen 3, 4 usw. Dabei zeigen sich entsprechende Umkehrungen des Vorzeichens der Restladung.

III. Man schaltet eine Influenzmaschine, eine Leidener Flasche, eine Kette und eine Funkenstrecke zusammen. In etwa 3 m Entfernung wird ein Kohärerkreis geschaltet. Legt man zwischen die Funkenstrecke ein Kartenblatt oder Schießbaumwolle, so zeigt sich keinerlei Wärmeentwicklung, dagegen spricht der Kohärer an. Die Energie wird bei geringem Widerstande der Kette in Form elektrischer Wellen ausgestrahlt. Ersetzt man die Kette durch eine nasse Schnur, so wird die Entladung aperiodisch, der Kohärer spricht nicht an, dagegen zeigen sich an der Funkenstrecke die bekannten Wärmeerscheinungen.

SCHWERDT.

Franz Rother. Über die Technik der Kathodenzerstäubung. D. Optische Wochenschr. 7, 578—581, 1921, Nr. 32. Reine Metallspiegel erhält man nur bei bestimmten Versuchsanordnungen, vor allem nur bei Gleichstrom; benutzt wurden 3000 Volt bei Stromstärken bis zu 0,6 Amp., wobei sie durch parallel geschaltete Multohmwiderstände geeignet eingestellt wurden. Das Zerstäubungsgefäß bestand aus zwei aufeinander geschliffene Glasglocken, in welche die Elektroden durch tubulierte Schliffansätze eingeführt wurden. Eine große Rolle spielt auch das Dichtungsfett, das möglichst wenig Kohlenwasserstoffe abgeben darf. Es wurde erhalten durch Zusammenschmelzen von Paraffin, Rohgummi und Vaseline. Die Zerstäubung des Kathodenmaterials erfolgte in Wasserstoff, da Oxyde unsaubere Spiegel geben. Bei Benutzung von Iridium traten nach dem Einlassen von Luft Explosionsen auf; die weitere Untersuchung dieser Erscheinung zeigte, daß das Iridiumblech während der Zerstäubung etwa die 800fache Menge seines Volumens an Wasserstoff absorbiert hatte. Dies war bedingt durch die Veränderung, die mit ihm während einer Zerstäubung in einer Atmosphäre von Kohlenwasserstoffen erfolgt war. Diese mußten also während der Zerstäubung peinlich ferngehalten werden, was unter Benutzung des vorher erwähnten Fettes und Einschaltung einer Flüssige-Luft-Falle gelang. Der störende Sauerstoff ließ sich unter Benutzung einer Kupferplatte als Anode vollständig binden. Unter diesen Bedingungen war es möglich, selbst bei Benutzung von Bombenwasserstoff (mit 4 bis 5 Proz. O), reine Metallspiegel zu erhalten. Für solche langgestreckter rechteckiger Form verwendet man zweckmäßig eine Glühkathode. Die Reinheit der Spiegel ist ferner durch zweckmäßige Reinigung der zu bestäubenden Fläche bedingt (Auskochen in Salpetersäure und Kalilauge, Abspülen mit destilliertem Wasser und Trocknen mit alter Leinwand oder Kathodenversilberung und Abreiben des Spiegels mit Leinwand).

BERNDT.

Ludwig Bergmann. Eine Bemerkung zum Röhrensummer. ZS. f. phys. Unterr. 34, 128, 1921, Nr. 3. Es gelingt, mit der Verstärkerröhre so langsame elektrische Schwingungen zu erhalten, daß sie im Telephon direkt gehört werden können. Die benutzte Induktionsspule hat Primär- und Sekundärwicklungen aus je 4500 Windungen seidenumsponnenen Kupferdrahtes vom Durchmesser 0,12 mm. Durch einen etwa 10 mm starken Eisenkern aus einzelnen Drähten kann die Kopplung fester oder loser gemacht werden. Es läßt sich durch deutliches Anwachsen der Tonstärke im Telephon das Maximum der Energie bei bestimmter Kopplung zeigen.

SCHWERDT.

P. Gruner. Leitfaden der geometrischen Optik und ihrer Anwendungen auf die optischen Instrumente. 148 S. Bern, Paul Haupt, 1921. [S. 1158.] ERFLE.

P. Werner. Eine optische Aufgabe zum Brechungsgesetz. ZS. f. phys. Unterr. 34, 128, 1921, Nr. 3. Legt man den halbzylindrischen Glaskörper von Hartls optischer Scheibe mit der konvexen Seite nach unten auf eine weiße Unterlage, so erscheint aus etwa 50 cm Entfernung senkrecht darüber der mittlere, durchsichtige Teil an den Rändern von zwei, durch Totalreflexion hervorgerufenen Streifen scharf begrenzt. Aus dem Durchmesser d des Glaskörpers und der Länge l des durchsichtigen Teiles findet man den Brechungsexponenten der Glassorte zu $n = d/l$; bei nicht genau senkrechter Stellung des Auges ändert sich l nicht merklich. Der Versuch ergab $d = 9$ cm, $l = 5,9$ cm, mithin $n = 1,52(54)$ gegen $1,52(58)$ für Kronglas Linie B. Der Versuch wird für Schülerübungen empfohlen.

SCHWERDT.

H. Schwerdt. Über kinematographische Aufnahmen rotierender Maschinen- teile. Photograph. Industrie 1921, S. 571—573, Nr. 29. Für die stroboskopische Formel

$$k + x = s \cdot M/60 \cdot n,$$

in der M die Tourenzahl eines Rades pro Minute, s die Zahl markanter Peripherie- punkte (Speichen) und n die Zahl der Aufnahmen pro Sekunde bedeutet, wird eine Fluchtlinientafel (Nomogramm) gegeben. Eine Skala 1 enthält s im Bereich 4 bis 20, eine Skala 2 die Werte M von 10 bis 700 in logarithmischem Maßstab. Neu ist, daß die Skalen 3 und 4 keine Bezifferung tragen, sondern durch verschiedene Strichdicken und Befiederungen die für die Aufnahme günstigen und ungünstigen Geschwindigkeits- bereiche ausscheiden. Eine Zusatztafel gibt sofort die bei Änderung der Aufnahm- zahl nötige Auf- bzw. Abblendung an.

SCHWERDT.

John J. Dowling. Observations of Plant-growth with the Recording Ultramicrometer. Nature 107, 523, 1921, Nr. 2695. Das Ultramikrometer besteht aus einem Plattenkondensator in dem Schwingungskreise einer Verstärkerröhre, der auch ein Registriergalvanometer enthält. Die obere Kondensatorplatte, eine dünne Aluminiumscheibe, hängt an einem flachen Bande aus Federstahl; die Übertragung von der Pflanze erfolgt darauf durch einen kurzen Holzarm. Die Empfindlichkeit war so groß, daß ein Gewicht von $1/10$ g einen Galvanometerausschlag von 100 Sktlm. bewirkte. Wiedergegeben ist die Kurve des Wachstums des Wurzelschosses einer Saubohne, welche deutlich die schon von Bose beobachteten Schwankungen zeigt.

BERNDT.

G. Berndt. Unstimmigkeiten in den Grundlagen des metrischen Systems. Werkzeugmasch. 25, 351—352, 1921, Nr. 20. Abdruck aus den Loewe-Notizen (s. diese Ber. 2, 860, 1921).

BERNDT.

Theory of the 3-point cylinder comparator. Amer. Mach. 54, 156 E, 1921, Nr. 22. Der von Barriquand und Marre gebaute Apparat entspricht in seinem äußeren Aufbau der Form des Hirthminimeters zum Messen größerer Bohrungen und enthält, wie dieser, drei unter 120° angeordnete Fühlbolzen, von denen zwei fest sind und der dritte auf einen Zeiger einwirkt. Es wird abgeleitet, daß der Zeiger- ausschlag gleich der $3/2$ fachen Abweichung des gemessenen Durchmessers von dem eingestellten ist.

BERNDT.

Changes in Pratt and Whitney measuring machines. Amer. Mach. 54, 965—966, 1921, Nr. 22. Bei den großen Maschinen ist jetzt das Bett bei gleicher Steifigkeit leichter gehalten. Die übrigen Änderungen beziehen sich auf Anbringung einer

Feinverstellung (mittels Tangentialschraube) an dem Mikrometerkopf, eines justierbaren Nonius und einer festen Ableselupe; ferner ist das Mikroskop mit elektrischer Beleuchtungseinrichtung versehen.

BERNDT.

Small-ball hardening testing machine. Engineering 111, 612, 1921, Nr. 2890. Die Maschine ist zur Bestimmung der Brinellhärte dünner Proben (Bleche bis $1/100$ " Dicke, Stücke mit dünner Einsatzhärtung u. a.) bestimmt. Benutzt werden Kugeln von 1, 2 oder 5 mm Durchmesser und Belastungen bis 50 kg. Die Proben ruhen auf einem Tische, der mittels Handrades zwischen zwei Säulen in der gewünschten Höhe eingestellt werden kann. Der Kugelhalter wird von oben, gleichfalls mittels Handrades, darauf gesenkt. Auf ihn drückt dann ein Galgen, auf welchen unten die nötigen Scheibengewichte aufgelegt werden.

BERNDT.

John Bath. New light on internal measurements (Holes measured by line contact-Measuring surfaces cleaned with soap and water-Oil film prevents accurate measurements). Amer. Mach. 54, 1110—1113, 1921, Nr. 26. Punkt- oder Kugelkontakte sind wegen der stets vorhandenen Unvollkommenheiten der Oberflächen zum Messen nicht so geeignet wie Linienberührungen. Als Ideal wird dabei das Bathmikrometer hingestellt, ein durch Schraubenmikrometer verstellbarer Kaliberdorn. Für genaue Messungen müssen die Berührungsflächen absolut sauber sein, wozu Waschen mit Wasser und Seife empfohlen wird. Bei diesen sind bei Bewegung des Dornes alle Unvollkommenheiten zu fühlen, während dies nach dem Einfetten nicht mehr der Fall ist. Ein eingefetteter Kaliberring soll noch über einen Dorn gehen, der um $5 \cdot 10^{-4}$ Zoll (also etwa $12,5 \mu$) größer ist (wie das festgestellt ist, ist nicht angegeben!). Deshalb müssen Ölschichten bei Messungen unbedingt vermieden werden. Diese sind indessen nicht mit den Molekularschichten von Flüssigkeit oder Fett zu verwechseln, welche das Aneinanderhaften von Parallelendmassen überhaupt erst bewirken; deren Dicke kann immer vernachlässigt werden. Dünne Ölhäute oder Preufischblau können andererseits durch ihre Interferenzfarben dazu dienen, das allseitige satte Anliegen zu kontrollieren. Aus den Mitteilungen wird geschlossen, daß ein Ring stets über einen Kaliberdorn genau gleicher Abmessung herübergreift und daß der sogenannte Berührungsfehler auf Unvollkommenheiten in ihrer Herstellung zurückzuführen ist.

BERNDT.

Kienzle. Messen und Passen im Maschinenbau. Mitt. d. Techn. Versuchsamts Wien 10, 9—32, 1921, Nr. 1/2. Es werden die einzelnen Meßfehler aufgeführt, die herrühren von der Herstellungsgenauigkeit des Meßgerätes, den Ungenauigkeiten des Meßgefühls und der Ablesung, von der Abnutzung und der Temperatur. Experimentelle Untersuchungen zeigten, daß von Schublehrenmessungen die mit $1/20$ Nonius von 19 mm Länge am genauesten sind ($\pm 0,03$ mm gegenüber $\pm 0,04$ mm bei $1/10$ Nonius). Mikrometer mit Gefühlsratsche geben keine wesentlich höhere Genauigkeit als ohne diese. Da das Minimeter nur eine Genauigkeit von 0,006 bis 0,01 mm gibt, hat es in der Werkstatt keinen Zweck, größere Übersetzungen als 1:100 zu verwenden. Bei Grenzlehrdornen beträgt die Gesamtgenauigkeit 0,005 mm. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei Rachenlehrn.

Bei den Werkzeugmaschinen muß man ihre Herstellungs- und ihre Arbeitsgenauigkeit unterscheiden. Bei 400 mm Drehlänge lassen sich die Abweichungen in der Konizität und in der Unrundheit unter 0,01 mm halten. Bei Revolverbänken und Automaten sind die Abweichungen zwischen einzelnen Stücken größer.

Weiterhin werden kurz die DJ-Normen besprochen sowie ihre Anwendung auf Flachstücke und Kegelpassungen.

BERNDT.

Pratt and Whitney adjustable limit snap gage. Amer. Mach. **54**, 1144, 1921, Nr. 26. Zwecks Erreichung größter Steifigkeit bei geringstem Gewicht hat der Bügel die Form eines Hängewerkes, stellt also einen Polygonhalbring mit Durchbrechungen dar. Die vier Ambosse (Gut- und Ausschubseite hintereinander liegend) lassen sich auf jede gewünschte Toleranz einstellen und werden durch zwei gegeneinander wirkende Schrauben in ihrer Lage gehalten. Um das Einschlagen der Bezeichnungen zu vermeiden, sind an dem Bügel zwei Messingschilder durch eine Schraube befestigt. Die Lehren werden in 15 Größen von 0 bis 12" hergestellt. BERNDT.

Alfred Ilgner. Über die Dichte von Packungen und die Fallgeschwindigkeit von Lykopodium. Phys. ZS. **22**, 370—375, 1921, Nr. 13. [S. 1129.] RADEL.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Ed. Guillaume. Relativité et Gravitation. Bull. Soc. Vaud. **53**, 311—340, 1920, Nr. 199. Eine allgemeinverständliche Plauderei über die Grundgedanken der Relativitätstheorie. Das bekannte Uhrenparadoxon (verschiedene Zeitangaben zweier gleichbeschaffener, aber zwischen zwei Begegnungen verschieden bewegter Uhren) zwingt nach dem Verf. zur Einführung einer universellen absoluten Zeit im Sinne Newtons (vgl. Guillaume und Willigens, Phys. ZS. **22**, 109, 1921; diese Ber. **2**, 551, 1921). Die Einsteinsche Rotverschiebung der Spektrallinien hält der Verf. für unwirklich. E. KRETSCHMANN.

Ed. Guillaume. Graphische Darstellung der Optik bewegter Körper. Phys. ZS. **22**, 386—388, 1921, Nr. 13. Der Verf. betrachtet zwei durch die spezielle Lorentztransformation verbundene Bezugssysteme und gibt Formeln für Lichtausbreitung, Dopplereffekt, Aberration, Fizeau-Fresnelsche partielle Mitführung, Versuch von Michelson und Morley an mittels Einführung seiner „universellen Zeit“ — die einfach die Zeit des einen der beiden Systeme ist (d. Ref.) —. Die Einsteinsche Ableitung der Rotverschiebung der Spektrallinien erscheint dem Verf. von seinem Standpunkte aus „unbegreiflich“. E. KRETSCHMANN.

Friedrich Kottler. Berichtigungen zu der Arbeit: „Rotierende Bezugssysteme in einer Minkowskyschen Welt“. Phys. ZS. **22**, 392, 1921, Nr. 13. (Vgl. diese Ber. **2**, 916, 1921.) E. KRETSCHMANN.

P. Gruner. Eine elementare geometrische Darstellung der Transformationsformeln der speziellen Relativitätstheorie. Phys. ZS. **22**, 384—385, 1921, Nr. 13. Zeichnet man die x - und t - bzw. x' - und t' -Achse zweier durch die spezielle Lorentztransformation verbundener Bezugssysteme so, daß die x -Achse senkrecht auf der t' -Achse und die x' -Achse senkrecht auf der t -Achse steht ($c = 1$), dann lassen sich Lorentzkontraktion und die Einsteinsche Verlangsamung des Uhrganges bei Anwendung des gleichen Einheitsmaßes auf allen Achsen ohne weiteres aus der Zeichnung ablesen. Auch der Unterschied zwischen den kontravarianten und kovarianten Komponenten eines Vektors wird veranschaulicht. E. KRETSCHMANN.

R. v. Dallwitz-Wegner. Die Beziehungen der Kapillarität zur Lorentzkontraktion und zum Relativitätsprinzip, ein Versuch zur praktischen Ausnutzung dieser Hypothesen. ZS. f. techn. Phys. **2**, 160—165, 1921, Nr. 6.

Der Verf. bestimmt die Änderungen der kapillaren Steighöhe, der freien Weglänge der Moleküle, der Oberflächenspannung und des Randwinkels einer Flüssigkeit zwischen zwei senkrechten parallelen Platten, die eintreten müßten, wenn die Lorentzkontraktion, entgegen dem Relativitätspostulate, für den mitbewegten Beobachter bestände, und schließt — wenn ich ihn recht verstehe — aus dem gleichen Sinne dieser Änderung bei der freien Weglänge der Moleküle und der kapillaren Steighöhe, daß tatsächlich die Steighöhe einer Flüssigkeit um so kleiner sei, je kleiner die freien Weglängen der Moleküle (oder auch die Kapillarkonstante) sind. Zur Bestätigung ist eine Tabelle von Messungsergebnissen angegeben.

E. KRETSCHMANN.

R. Emden. Sonnenatmosphäre und Einsteineffekt. Münch. Ber. 1920, S. 387 — 396, Nr. 2. [S. 1161.]

E. KRETSCHMANN.

M. Wolfke. Quanta lumineux d'Einstein et structure spatiale du rayonnement. C. R. Soc. suisse de phys. Bâle 1921. Arch. sc. phys. et nat. (5) 3, 320—323, 1921, Mai/Juni. Wie insbesondere die seinerzeitige Polemik zwischen G. Krutkow und dem Verf. (Phys. ZS. 15, 1914) klargestellt hat, kann man das Plancksche Strahlungsgesetz nur dann auf Grund der Lichtquantenhypothese erhalten, wenn man die völlige Unabhängigkeit der Lichtquanten voneinander aufgibt. Um den Grad ihrer Abhängigkeit festzustellen, entwickelt der Verf. in dieser Arbeit die Strahlungsformel in eine Reihe von e -Potenzen, deren jedes Glied die Form der Wienschen Spektralformel besitzt. Der Verf. zeigt nun, daß diese „Teilstrahlungen“ als thermodynamisch voneinander unabhängig angesehen werden können. Jede dieser Teilstrahlungen von der Frequenz ν kann aus räumlich voneinander unabhängigen „Lichtmolekülen“ zusammengesetzt gedacht werden, deren Energie ein bestimmtes ganzzahliges Vielfaches von $h\nu$ beträgt, so daß die unabhängigen Bestandteile der Strahlung von Quanten $h\nu, 2h\nu, 3h\nu\dots$ gebildet werden. Im Gültigkeitsbereich des Rayleigh-Jeansschen Gesetzes sind die Lichtquanten praktisch sämtlich voneinander abhängig, im Wienschen Grenzfalle bestehen sie hingegen völlig unabhängig voneinander als „Lichtatome“ von der Größe $h\nu$.

A. SMEKAL.

M. Wolfke. Einsteinsche Lichtquanten und räumliche Struktur der Strahlung. Phys. ZS. 22, 375—379, 1921, Nr. 13. Hinsichtlich einiger Einzelheiten ausführlichere Darstellung des Inhaltes der gleichbetitelten französischen Publikation in den Arch. sc. phys. et nat. Vgl. vorstehendes Referat.

A. SMEKAL.

A. D. Fokker. Stationaire elektronenbewegingen zonder strahlingswiderstand. Physica 1, 107—109, 1921, Nr. 4. Der Verf. wendet sich gegen die oft gebrauchte Ausdrucksweise, die stationären Zustände des Bohrschen Atommodells seien im Widerspruch mit der klassischen Elektrodynamik, weil die Elektronen in ihren Quantenbahnen keinen Strahlungswiderstand besäßen. Er stellt dem in der üblichen Weise auf Grund einer Lösung mit retardierten Potentialen für das Elektron berechneten „Ausstrahlungswiderstand“ eine mittels voraneilender Potentiale erhaltene Art negativen „Einstrahlungswiderstand“ gegenüber. Für die aus beiden Lösungen durch Addition (und Division durch 2) hervorgehende Lösung gibt es dann keinen Strahlungswiderstand (also keine Ausstrahlung), was somit auch in der klassischen Theorie möglich ist, so daß diesbezüglich kein Widerspruch mit der Quantentheorie besteht, wohl aber bezüglich der Existenz ausgezeichneter Zustände schlechthin. Die Behandlung der Eigenschaften des dieser Lösung entsprechenden Feldes in großer Entfernung von dem Elektron wird für einen späteren Zeitpunkt in Aussicht gestellt. (Vgl. G. Nordström, diese Ber. 1, 1011, 1920.)

A. SMEKAL.

Edwin C. Kemble. The Probable Normal State of the Helium Atom. Phil. Mag. (6) **42**, 123—133, 1921, Nr. 247. [S. 1136.] A. SMEKAL.

Adolf Smekal. Über die Erklärung der Röntgenspektren und die Konstitution der Atome. (Antwort an Herrn L. Vegard.) Phys. ZS. **22**, 400—402, 1021, Nr. 14. [S. 1167.] A. SMEKAL.

Adolf Smekal. Über die Beziehung zwischen klassischer und Quantenstatistik. (Vorläufige Mitteilung.) Wien. Anz. 1921, S. 126—128, Nr. 17. Zur Anwendung und zum Beweise des Boltzmannschen Prinzips bedarf es einer Einteilung des Phasenraumes in Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit von endlicher Größe. Vermeidet man den sonst üblichen, in Strenge nicht zu rechtfertigenden Grenzübergang zu unendlich kleinen Elementargebieten, so zeigt sich, daß man Boltzmannsches Prinzip und II. Hauptsatz der Thermodynamik nur dann beweisen kann, wenn die Begrenzungen der Elementargebiete so gewählt sind, daß die Volumina dieser Gebiete im Sinne von Ehrenfest adiabatisch invariant sind.

Auf Grund der von G. Krutkow und dem Verf. ziemlich gleichzeitig und unabhängig entwickelten Theorie der adiabatischen Invarianten (für die der Verf. die ihm sachgemäßer erscheinende Benennung „Parameterinvarianten“ vorschlägt) lassen sich für jedes gegebene mechanische System (d. h. für beliebige Atome oder Moleküle) die Begrenzungen der Elementargebiete im Phasenraume auffinden. Für bedingt periodische Systeme ergeben sich für die diese Gebiete begrenzenden Flächen die von der

Quantentheorie her bekannten Phasenintegrale $\oint p_i dq_i$. Bei allgemeineren mechanischen Problemen existieren solche Begrenzungen nur für besondere Arten von Parametern, was auf bestimmte, im II. Hauptsatz auf diese Weise zum Ausdrucke kommende Eigenschaften der Moleküle hinweist. Der Phasenraum der klassischen Statistik besitzt somit genau so wie jener der Quantentheorie eine bestimmte physikalische Struktur, nur daß im Gegensatz zur letzteren die Größe seiner Elementargebiete willkürlich bleibt. A. SMEKAL.

Erich Schmid. Zur Präzision der Fall- und Steigversuche. Phys. ZS. **22**, 438—441, 1921, Nr. 15. Aus einer Reihenbeobachtung von Fall- und Steigzeiten über eine gegebene Distanz läßt sich das mittlere Verschiebungsquadrat $\bar{\lambda^2}$ berechnen nach einer Formel von E. Weiss und einer anderen von H. Fletcher:

$$\bar{\lambda^2} = l^2 \left[\frac{1}{n} \sum \frac{1}{t_i} - \frac{1}{\frac{1}{n} \sum t_i} \right]$$

$$a = \frac{1}{2 \bar{\lambda^2}} = \frac{l}{\pi \tau^2 \nu^3} \left(1 - \frac{\pi - 2}{8 \pi a l \nu} \right)^2.$$

Durch einfache Rechnung zeigt Verf., daß der mittlere Fehler, der für $\bar{\lambda^2}$ aus beiden Ausdrücken sich ergibt, nahezu gleich ist, d. h. beide Formeln arbeiten mit nahezu derselben Genauigkeit. Der mittlere Fehler für $\bar{\lambda^2}$ aus der Fletcherschen Formel ist etwa 1,07 mal so groß, als der aus der Weissschen Formel resultierende. Verf. vergleicht Theorie und Praxis an zwei aus einer früheren Untersuchung (Wien. Ber. **129** [2a], 813, 1920) herausgegriffenen Selenpartikeln. Von Partikel I sind 1500 Fallzeiten notiert, die in Gruppen zu je 10, 20, 50, 100 und 150 Zeiten geteilt werden. Die $10^{1/2}$ Stunden dauernde Beobachtung ergibt eine Zunahme der Fallgeschwindigkeit,

die als langsame Massenzunahme der Partikel gedeutet wird. Aus den mittleren 500 Zeiten, während welcher die mittlere Fallgeschwindigkeit ziemlich konstant zu sein scheint, ergibt sich als Fehler für die Geschwindigkeit Übereinstimmung mit der Theorie. Ebenso stimmt der mittlere Fehler für jeden Wert λ^2 der einzelnen Gruppen mit der Theorie befriedigend überein. In der gleichen Weise wird mit demselben Resultat der Vergleich zwischen Theorie und Experiment an Partikel XIII durchgeführt, welche innerhalb 13 Stunden ihre Masse beizubehalten scheint. RADEL.

3. Mechanik.

Alfred Ilgner. Über die Dichte von Packungen und die Fallgeschwindigkeit von Lykopodium. Phys. ZS. 22, 370—375, 1921, Nr. 13. Die von Keehan und Zeleny gefundene Abweichung der Fallgeschwindigkeit von Lykopodiumsporen von dem nach der Stokesschen Formel berechneten Werte erklärt Verf. durch die Vorstellung, daß die Lykopodiumteilchen „infolge des ihre Oberfläche bedeckenden Netzes von feinen Leisten bei ihrer Bewegung ein größeres Luftvolumen mitschleppen, als sie durch ihre Masse verdrängen“. Diese Vorstellungen sind gestützt durch Versuche über Packungen. Die in einer Packung enthaltene Luftmenge, ausgedrückt in Bruchteilen des von der Packung insgesamt eingenommenen Raumes, heißt das Porenvolumen. Dieses hängt bei Packungen ab von der Größe der Kugeln und von der Form und Größe des Gefäßes. Durch Versuche mit kleinen Stahl- und Schrotkugeln wird festgestellt, daß sich das Porenvolume einem Grenzwerte nähert. Durch Extrapolation findet Verf., daß für ganz kleine Kugeln das Porenvolume 36,6 Proz. beträgt. Auf Lykopodiumpartikel übertragen, folgt hieraus, daß diese ein viel zu großes Volumen und entsprechend eine viel zu kleine Dichte ergeben. Setzt man in das Reibungsglied $6\pi\eta r V$ der Stokesschen Formel den scheinbaren äußeren Radius, in das Gewichtsglied $\frac{4}{3}\pi r^3(\sigma-\varrho)g$ dagegen die wahre Dichte und den inneren Radius, so erhält man die richtigen Werte der Fallgeschwindigkeit. [Die Untersuchung beschränkt sich auf ein Größengebiet, in dem das Stokessche Gesetz noch ohne Cunningham'sche Korrektion anwendbar ist. Der Ref.] RADEL.

Paul Fillunger. Theorie der Raumgewichtsbestimmung. Mitt. Techn. Versuchsamt Wien 10, 33—40, 1921, Nr. 1/2. Bei porösen Körpern findet man vielfach sehr verschiedene Werte des Raumgewichtes, je nachdem man es durch Wägung und Längenmessung oder durch hydrostatische Wägung bei Abschluß der Oberfläche durch Paraffin oder dgl. bestimmt. Stellt man sich indessen drei Körper aus dem gleichen Material in Quaderform her, bei gleichartiger Bearbeitung der Oberfläche und Abmessungen, so daß das Verhältnis des Raumes zur Oberfläche und zur Gesamtkantenlänge bei allen möglichst verschieden ausfällt, so kann man aus diesen nach dem ersten Verfahren ein einwandfreies Raumgewicht ermitteln und erhält gleichzeitig noch eine zahlenmäßige Klassifikation der Rauhigkeit der Oberfläche. BLOCK.

H. Weiss et P. Lafitte. L'interpénétration des solides. C. R. 173, 146—148, 1921, Nr. 3. Versuche bei 420° lehrten, daß es bei der Diffusion des Zinks in Kupfer keine Diskontinuität gibt, was auch an Sn-Cu und Hg-Cu bestätigt wurde. Zink und Zinn diffundieren auch schon bei 100° in Kupfer. Versuche dicht unterhalb des niedrigsten Schmelzpunktes über die Diffusion von Sn, Al, Sb, Ag, Au, Ni in Cu lieferten fast alle Arten von Schmelzkurven. Bei Al verliefen sie indessen ergebnislos, weil die innige Berührung der beiden Metalle durch eine Oxydhaut verhindert wurde.

Dasselbe fand sich auch bei Zn-Cu, wenn die Metalle nicht im Vakuum gehalten wurden. Es sind weitere Versuche zur Bestimmung der Diffusionsgeschwindigkeit unter verschiedenen Bedingungen und zur Untersuchung der Erscheinung bei chemisch komplexeren Körpern im Gange.

BERNDT.

P. Hank. Ein Apparat zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls. ZS. f. phys. Unterr. **34**, 123—126, 1921, Nr. 3. [S. 1122.]

SCHWERDT.

A. L. Kimball jr. Optical determination of stress in transparent materials. Journ. Opt. Soc. Amer. **5**, 279—289, 1921, Nr. 3. [S. 1164.]

H. R. SCHULZ.

F. Omori. Measurement of vibration of the 660-FT. Wireless telegraph station tower at Haranomachi. Engineer. **112**, 196—199, 1921, Nr. 2900. SCHEEL.

Étienne Rengade et Edmond Desvignes. Sur un dispositif pour les essais de dureté des matériaux réfractaires à haute température. C. R. **173**, 134—137, 1921, Nr. 3. Die Bestimmung der Härte feuerfester Stoffe bei hohen Temperaturen erfolgt, in Analogie zu der Kegeldruckprobe von Ludwick, mit einem 90°-Kegel aus Achesongraphit von etwa 30 mm Durchmesser, der durch Hebelübertragung belastet wird, die Erhitzung durch einen elektrischen Ofen nach Rosenhain, wobei die Stoffe durch einen Stickstoffstrom gegen Oxydation geschützt werden. Der Druck von 10 kg wurde während 10 Minuten aufrecht erhalten. In Kurven sind die Ergebnisse an einer Ton- und an einer Bauxitprobe wiedergegeben. Die Erweichung erfolgt bei beiden mit steigender Temperatur sehr ähnlich, nur liegen die entsprechenden Temperaturen um etwa 220° auseinander. Der Gehalt an Tonerde scheint dabei keinen großen Einfluß zu haben, während Alkalien sehr schädlich wirken. Im Gegensatz dazu zeigen Silikatsteine bis 1600° keinen Eindruck, während die Proben bei etwas höherer Temperatur vollständig zerbrechen.

BERNDT.

Max Dreifuss. Über Explosionswirkungen von Sprengkapseln an Lagermetallen und einigen Metallen. ZS. f. Elektrochem. **27**, 320—323, 1921, Nr. 13/14. Zur Untersuchung der Widerstandsfähigkeit von Lagermetallen gegen Stöße wurde die Explosionsprobe verwendet. Hierzu wurden in Kokillen gegossene Plättchen von 55 mm Länge und 12 mm Dicke benutzt; sie ruhten auf einem Stahlring. Auf den Plättchen wurde die Zündkapsel mit der in diese hineinragenden Zündschnur mit einer Schraube festgeklemmt. Gemessen wurde die größte Breite und Tiefe des Kraters; die Genauigkeit (Mittel aus fünf Messungen) beträgt etwa $\pm 0,1$ mm. Untersucht wurden raffiniertes Blei, Hartblei (mit 11 Proz. Sb), verschiedene Sn-Sb-Cu-Pb-Legierungen, eine hochprozentige Zinnlegierung, Zinkbronze, Phosphorbronze und Grauguß. Es ergibt sich, daß bei ihnen mit zunehmender Härte das Verhältnis der Breite und Tiefe des Explosionsindruckes für Blei zu den Explosionskratern für die übrigen Proben entsprechend der Brinellhärte zunimmt.

BERNDT.

Martin Wagenschein. Experimentelle Untersuchung über das Mitschwingen einer Kugel in einer schwingenden Flüssigkeits- oder Gasmasse. Ann. d. Phys. (4) **65**, 461—480, 1921. Nr. 13. Eine Kugel, welche sich in einer schwingenden Flüssigkeit befindet, wird zu Schwingungen angeregt. Für das Verhältnis α der Amplitude der Schwingungen der Flüssigkeit zu der Amplitude der Schwingungen einer in ihr kräftefrei befindlichen Kugel hat W. König folgende Formel angegeben:

$$\alpha = \sqrt{\frac{a^2 + 3ab + \frac{9}{2}b^2 + \frac{9}{2}b^3 + \frac{9}{4}b^4}{1 + 3b + \frac{9}{2}b^2 + \frac{9}{2}b^3 + \frac{9}{4}b^4}}$$

$$\left[a = \frac{2\sigma + 1}{3}; \quad b = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{\eta}{n\pi \cdot \mu'}}; \quad \sigma = \frac{\mu}{\mu'} \right],$$

ρ = Dichte, R = Radius der Kugel; μ' = Dichte, η = Reibungskoeffizient der Flüssigkeit.

Diese Formel wird durch Versuche auf ihre Richtigkeit geprüft und die Abhängigkeit von Größe und Dichte der Kugel, von innerer Reibung der Flüssigkeit und von der Schwingungszahl untersucht.

Methode: Nach Zernow-Thomas wird das Gefäß (z. B. Zylinder: Länge 10 cm, Radius 3 cm, Längsrichtung des Zylinders in der Schwingungsrichtung), welches die Gas- oder Flüssigkeitsmasse enthält, auf einer Zinke einer schwingenden Stimmgabel befestigt. Als Kugeln werden 1. fallende Lykopodiumteilchen benutzt. Ihre Bewegung wurde von oben her mikroskopisch ausgemessen oder photographisch festgehalten. Für das Verhältnis der Amplituden ergab sich nach der mikroskopischen Methode 1,501, nach der photographischen Methode 1,41; dies stimmt gut mit dem theoretischen Werte 1,486, wenn man für die Endgeschwindigkeit V der Versuchskugel den empirischen Wert Ilgners $V = 2,03 \text{ cm.sec}^{-1}$ nimmt. 2. Größere Kugeln (Kugeln aus Kolophonium-, Wachs- mit Bleispänen, Ton, Stahl, Blei, Radius 0,465 cm), welche an einem langen Faden aufgehängt wurden. Bei Anwendung dieser größeren Kugeln zeigte sich, daß bei Verwendung von Luft im Schwingungsgefäß ein merkliches Mitschwingen nur bei sehr leichten Hohlkugeln zustande kommen konnte. Bei anderen Kugeln wurde der Kasten mit Wasser oder Glycerin oder Ricinusöl gefüllt. Die Übereinstimmung mit der Theorie ist befriedigend. Bei Verwendung sehr zäher Flüssigkeiten tritt eine Abweichung auf. 3. Aufsteigende Luftblasen in einer Mischung aus Glycerin und Wasser. Die Theorie verlangt, daß unter Umständen eine Vakuumkugel eine dreimal größere Amplitude annimmt, als die Flüssigkeit hat. Die Versuche zeigen, daß die Blasen die umgebende Flüssigkeit wirklich an Schwingungsweite übertreffen. STÖCKL.

Wilson Taylor. The Coalescence of Liquid Spheres-Molecular Diameters. Phil. Mag. (6) 41, 877—889, 1921, Nr. 246. Verf. untersuchte die Wirkung zweier Kugeln derselben Flüssigkeit aufeinander. Wenn sie sich auch auf mikroskopischem Abstand nahe kommen, war keine Wirkung zwischen ihnen zu beobachten; aber im Moment der Berührung war augenblicklich eine starke Kraft zwischen ihnen wirksam, so daß die beiden Kugeln zusammenflossen und eine einzige bildeten. Diese bekannte Erscheinung der Oberflächenspannung überträgt Verf. auf die molekularen Vorgänge und er stellt sich vor, daß zwei zusammenstoßende Moleküle zu einem Doppelmolekül zusammenfließen. Auf diesem Wege wird er zu einer Beziehung zwischen Oberflächenspannung T und Verdampfungswärme L geführt. Er berechnet, daß n Flüssigkeitsskugeln, die zu einer einzigen zusammenfließen, eine Wärmemenge von $(\frac{36 m^2 \pi n}{\varrho^2})^{1/3} T$ freimachen, wobei m das Molekulargewicht und ϱ die Dichte bezeichnen. Diesen Ausdruck setzt er der Verdampfungswärme gleich. Dann formt er eine von Hammick (diese Ber. 1, 361, 999, 1920) gegebene Beziehung um und findet die gleiche Beziehung wie oben, nur daß an Stelle von n die Avogadrosche Zahl N tritt. Er hält dies für eine Bestätigung seiner Ansicht, daß wirklich die ganze innere Verdampfungswärme als die Oberflächenenergie der freien Gasmoleküle aufzufassen sei. Ferner erfüllt seine Formel Bedingungen, die Einstein früher (Ann. d. Phys. 3, 518, 1901) aufgestellt habe. Schließlich gibt er in einigen Tabellen Zahlenwerte und berechnet den wirklichen Moleküldurchmesser in Flüssigkeiten und festen Körpern nach seiner Formel:

$$d_0 = \left(\frac{6 m}{\pi \varrho_0 N} \right)^{1/3}.$$

SCHAMES.

N. K. Adam. Geometrical Isomerism in Monomolecular Films. Nature 107, 522, 1921, Nr. 2695. Bei der Untersuchung monomolekularer Schichten nach der

Langmuirschen Methode zeigen die *cis*- und *trans*-Formen der Fettsäuren mit Äthylenbindung ein verschiedenes Verhalten, aus dem geschlossen werden kann, daß Öl- und Erukasäure *cis*-Formen, Elaidin- und Brassidinsäure *trans*-Formen sind. Das Bestreben der Moleküle, mit der Wasseroberfläche sich in zwei Punkten zu berühren (mit der Carbonylgruppe und der Äthylenbindung), scheint mit der Zahl der C-Atome im Molekül abzunehmen.

H. R. SCHULZ

N. K. Adam. The Properties and Molecular Structure of Thin Films of Palmitic Acid on Water. Proc. Roy. Soc. London (A) 99, 336—351, 1921, Nr. 69. Anwendung der von Rayleigh, Pockels und Hardy benutzten Methode, bei welcher eine geringe Menge der zu untersuchenden Substanz in einem leichtflüchtigen Lösungsmittel auf die Wasseroberfläche aufgebracht wird und mit Hilfe eines beweglichen präzisierten Streifens komprimiert wird. Die Langmuirschen Ergebnisse werden im wesentlichen bestätigt, nur ist für geringe Kompression eine geringe Abweichung vom geradlinigen Verlauf festgestellt worden. Ist der Druck geringer als 16 Dyn/cm^2 , so ändert sich das Verhalten des Films bei Wasserstoffionenkonzentration von mehr als 10^{-5} N . Der Film ist monomolekular, jedoch ist die Packungsdichte, je nach der Eintauchtiefe der $-\text{COOH}$ -Gruppen, deren Durchmesser wahrscheinlich größer ist als derjenige der Kohlenwasserstoffketten, verschieden. Mit zunehmender Alkalität des Wassers tauchen die $-\text{COOH}$ -Gruppen tiefer ein. Berühren sich die Kohlenwasserstoffketten, so ist das Häutchen fest, tun es die $-\text{COOH}$ -Gruppen, so ist das Häutchen flüssig. Daher wird die Temperatur des Überganges fest—flüssig durch die Azidität des Wassers bedingt. Bei sehr starken Drucken bricht der Film zusammen und die herausgedrängten Teile werden sichtbar; die übrigen Teile des Films behalten ihre Eigenschaften unverändert bei.

H. R. SCHULZ

A. Marcelin. Extension superficielle des corps solubles ou volatils. C. R. Acad. 173, 79—82, 1921, Nr. 2. Taucht ein Stück Kampfer in Wasser, so bildet sich eine monomolekulare Schicht aus, deren Oberflächengröße im Gleichgewichtszustand durch die Löslichkeit des Kampfers in Wasser gegeben ist. Durch die Bewegung von Papierstreifen ist die Vergrößerung der Oberfläche in der Zeiteinheit, durch Bestimmung des Gewichtsverlustes das Volumen bestimmbar, so daß die Dicke der Oberflächenschicht berechnet werden kann. Auf diese Weise wurde der Wert $d = 0,5 \mu\mu$ erhalten, während für Menthol $d = 0,56 \pm 0,1 \mu\mu$, für Isobutylcamphor $e = 0,4 \pm 0,2 \mu\mu$ folgte. Für den Sättigungsdruck, der eine weitere Ausbreitung verhindert, wurde $T = 13 \text{ Dyn/cm}^2$ bei Kampfer erhalten; bei anderen Substanzen ergaben sich Werte zwischen 31,5 (Dimethylpyrrolidon) und 0,94 (Benzolkampfer).

H. R. SCHULZ

R. v. Dallwitz-Wegner. Die Beziehungen der Kapillarität zur Lorentzkontraktion und zum Relativitätsprinzip, ein Versuch zur praktischen Ausnutzung dieser Hypothesen. ZS. f. techn. Phys. 2, 160—165, 1921, Nr. 1. [S. 1126.]

E. KRETSCHMAN

Donald P. Smith. Experiments on the electrical conduction of a hydrogen alloy. Proc. Nat. Acad. 7, 28—34, 1921, Nr. 1. [S. 1144.]

BERND

Nikhilranjan Sen. On a Type of Vibration of an Elastic Spherical Shell. Phil. Mag. (6) 42, 185—193, 1921, Nr. 247. Die Gleichungen für die Schwingungen einer Kugelschale werden für die beiden Fälle aufgestellt, daß erstens die Wandstärke der elastischen Schale eine größere Dicke hat und die Gasdichte innerhalb und außerhalb der Kugelschale verschieden groß ist, und daß zweitens die Wandstärke d

chale im Verhältnis zum Radius sehr klein ist und die Kugel luftleer ist. Für letzteren Fall werden die Lösungen gegeben. Man findet zwei Bewegungszustände: eine gedämpfte harmonische und eine rein exponentielle Art. Die Periode der Schwingung hängt vom Verhältnis der Dicke der Schale zum Radius ab. Bei zwei kritischen Wandstärken wird die Bewegung aperiodisch. In dem Beispiel einer Glasschale werden die Änderungen der Schwingungen für das Verhältnis der Wandstärke zum Radius von $2 \cdot 10^{-3}$ bis $2 \cdot 10^{-7}$ angegeben. Befindet sich die ganze elastische Schale im Vakuum, so wird die freie radiale Schwingung einer dünnen Kugelschale unabhängig von ihrer Dicke.

LÜBCKE.

I. Lamb and R. V. Southwell. The Vibrations of a Spinning Disk. Proc. Roy. Soc. London (A) 99, 272—280, 1921, Nr. 699. Die Bestimmung der Schwingungen einer Scheibe gleichmäßiger Dicke, die um eine Achse mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotiert, ist deshalb schwierig, weil außer den elastischen Eigenschaften des Scheibenmaterials noch die Zentrifugalkraft berücksichtigt werden muß. Man betrachtet zunächst die Fälle getrennt. Im ersten Falle können nur Spannungen längs und senkrecht zum Radiusvektor auftreten. Man erhält Schwingungen, die durch Knotenkreise und Knotendurchmesser charakterisiert sind, die denen einer ruhenden Scheibe gleich sind, nur rotieren jetzt diese Schwingungen mit der Scheibe. Für den zweiten Fall, daß der Einfluß der Rotation vernachlässigt werden kann und die Elastizität allein von Einfluß ist, wird auf die Untersuchung von Kirchhoff „Über die Schwingungen einer elastischen Scheibe“ zurückgegriffen. Die Gleichung für den kombinierten Fall wird unter Benutzung von Formeln, die Rayleighs Theory of Sound entnommen sind, aufgelöst. Sie führt zu einer Beziehung für die untere Grenze der Frequenz von der Form $p^2 = p_1^2 + p_2^2$, wo p_1 und p_2 den Frequenzen entsprechen, die sich bei den einzeln behandelten Fällen 1 und 2 ergeben. Für einen speziellen Fall wird diese Lösung mit einem im engen Anschluß an Rayleigh aufgestellten verglichen. Die Näherungsformel von p ergibt nur einen um $\frac{1}{3}$ Proz. vom wahrscheinlich wahren Wert abweichenden.

LÜBCKE.

Joseph Würschmidt. Viertel- und Sechsteltonmusik. Eine kritische Studie. Neue Stuttgarter Musikzeitung 42, 183—187, 1921. Nach einem Hinweis auf die Bemühungen F. Busonis, das bei uns seit mehreren Jahrhunderten eingebürgerte Dur- und Mollsystem sowie die Skala von 12 Halbtönen in der Oktav zu verlassen, ferner auf die bei den Arabern übliche Teilung der Oktav in mehr als 12 (nach der alten Annahme 17, nach den Untersuchungen W. Müllers 19) Töne, endlich auf die von Busoni vorgeschlagene Teilung der Oktav in 36 Töne wird zunächst eine logarithmische und graphische Darstellung der in sämtlichen Dur- und Molltonarten auftretenden reinen Töne sowie der Töne der gleichmäßig temperierten zwölfteiligen Skala gegeben, wobei zur Bezeichnung der Töne die Bezeichnungsweise von Hauptmann-Starke gewählt wird. Hieraus ist ersichtlich, inwieweit die natürlichen Töne der reinen Stimmung jeweils von den sie ersetzenden der temperierten Stimmung abweichen; führt man nun an Stelle der 12stufigen eine 24stufige temperierte Skala ein und versucht, die reinen Töne durch die ihnen am nächsten liegenden dieser Skala zu ersetzen, so würde entweder der Unterschied zwischen dem kleinen Grenzton und dem großen Halbtönen verschwinden müssen, indem für beide der „Dreiviertelton“ eintritt, oder man muß, da im ersten Falle die Abweichungen größer als bei der 12stufigen Skala werden, auch hier an den alten Halbtönen festhalten. Unser Ton-System erfährt damit keine natürliche Erweiterung, indem die Intervalle der Tonleiter genau die gleichen wie bisher blieben. Nur könnte man eben nicht nur auf

jedem Halbton, sondern auf jedem Viertelton die Tonleiter aufbauen. Die entsprechenden Resultate ergeben sich, wenn man an Stelle der 12stufigen eine 36stufige Skala einführt, d. h. den Ganzton in 6 Töne unterteilt. J. WÜRSCHMID

Joseph Würschmidt. Die 19stufige Skala. Eine natürliche Erweiterung unseres Tonsystems. Neue Stuttgarter Musikzeitung 42, 215—216, 1921. Im Anschluß an die vorhergehende Arbeit wird untersucht, in welcher Weise eine andere Teilung der Oktave als in 12 oder 24 oder 36 Teile erreicht werden kann, bei der doch die Annäherung an die natürliche Skala möglichst erhalten bleibt. Das Verhältnis zwischen Ganzton und Halbton ist annähernd $51:28 = 1,82$, während wir in unserer Halbtonskala $50:25 = 2:1$ wählen. Das nächste Verhältnis zweier einfacher Zahlen, das dem Werte 1,82 am nächsten steht, ist $3:2 = 1,5$. Es ist also die „Ganzton“ in drei, der „Halbton“ in zwei Teile zu teilen, d. h. in der Oktav sind $5.3 + 2.2 = 19$ Töne zu wählen. Es wird gezeigt, daß die Teilung der Oktav in 19 äquidistante Töne eine ziemlich gute Annäherung an die natürliche Skala ergibt, ja eine zum Teil bessere als die Teilung in 12 Halbtöne. Im Anschluß hieran wird das System der Durtonarten für die Töne der 19stufigen Skala aufgestellt und gezeigt, daß sich hier alle 19 Durtonarten durch Quintenschritte nach aufwärts darstellen lassen, indem die letzte zugleich wieder in die erste übergeht, das System also in sich geschlossener als das der 12stufigen Skala ist. J. WÜRSCHMID

E. E. Mogendorff. Waarneming van geluidszwevingen van twee geluidsbronnen en demonstratie van den invloed van een verschil in afstand van de waarnemers tot de geluidsbronnen. Physica 1, 106, 1921, Nr. 4. Is der Entfernungsunterschied zweier Gabeln von einem Beobachter gleich 0, von einem anderen gleich $(n + \frac{1}{2})\lambda$, so hört der eine die Maxima zur selben Zeit, wie die andere die Minima. v. HORNBOSTEL

John B. Taylor. Broken Tone from Reed Instrument. Phys. Rev. (2) 17, 534—535, 1921, Nr. 4. Wird auf dem Fagott F (87 v. d.) angeblasen und zugleich die Klappe für d (145) geöffnet, so hört man einen rauen Klang aus B (116), f (174) und dem Differenzton B_1 (58). Die auch durch Photographie der Schwingung nahegelegte Erklärung ist: liegt ein Griffloch zwischen zwei harmonischen Teilungspunkten der Luftsäule, so erklingt je nach Umständen einer der beiden nächstliegenden Töne, hier die Oktave f des Grundtons; die enge und lange Grifflochbohrung vertieft außerdem das d zu B . Die Rauhigkeit entsteht vermutlich durch schnelles Alternieren der beiden Töne. v. HORNBOSTEL

Alfred Schär. Untersuchungen über die Tonhöhenbewegungen in der Sprache der Taubstummen. S.-A. Vox, Intern. Zentralbl. f. Phonetik 1921, S. 62—69, Nr. 3. Graphisch wird festgestellt: Der Umfang der Melodiebewegung beim Sprechen von Taubstummen beträgt ebenso wie beim Normalen einen Tritonus bis eine kleine Sexte. Warum die Taubstummen sprache monoton wirkt, bleibt unerklärt. v. HORNBOSTEL

H. Hartridge. The Resonance Theory of Hearing. Nature 107, 204, 1921, Nr. 2685. Wird die Düse einer Lochsirene plötzlich um den halben Lochabstand verschoben, also die Phase umgekehrt, so hört man ein plötzliches Verlöschen und Wiederanklingen des Tones. Diese „Schwebung“ kann nicht mechanisch zustande kommen, denn sie tritt nicht auf bei langsamer Verschiebung der Düse und wird schwächer, wenn die Phasenverschiebung nicht gleich π ist. Die Erscheinung ist nur nach der Resonanztheorie des Hörens begreiflich. v. HORNBOSTEL

W. Perrett. The Resonance Theory of Hearing. *Nature* **107**, 301, 1921, Nr. 2688. Die Pseudoschwebung entsteht durch Unterbrechung der Periodizität der Grundtonschwingung.

v. HORNBOSTEL.

H. Hartridge. The Resonance Theory of Hearing. *Nature* **107**, 394—395, 1921, Nr. 2691. Perretts Erklärung ist hinfällig, weil 1. eine kurze Unterbrechung eines Tones nicht als Stille, sondern als Geräusch gehört wird und 2. die Pseudoschwebung auch eintritt, wenn die Zwischenzeit zwischen zwei Impulsen nicht auf das $\frac{3}{2}$ fache vergrößert, sondern auf die Hälfte verkürzt wird.

v. HORNBOSTEL.

A. Perot. Sur la sensation d'orientation dans l'audition naturelle. *Journ. de Physique et le Radium* (6) **2**, 97—106, 1921, Nr. 4. 1. Zwischen dem einen Ende *A* und dem Gleitkontakt *C* einer Widerstandsstrecke liegt ein Telephon *T₁*, zwischen *C* und dem anderen Ende des Widerstandes *B* ein zweites Telephon *T₂*. Wird *C* von *A* aus gegen *B* verschoben, so hört man den Telephonschall erst in *T₁* allein, dann in *T₁* und *T₂* zugleich, dann in *T₂* allein. Die Übergangspunkte werden bestimmt. Da die Amplitude der Telephonmembranen den eingeschalteten Widerständen verkehrt proportional ist, wie durch Messung der Stromstärken festgestellt wurde, so verhalten sich die Schallstärken umgekehrt wie die Abschnitte der Widerstandsstrecke. Gemessen wird das Schwellenverhältnis der Intensitäten, bei dem beidohriges Hören das einohrige eben ablöst (also die Grenze der „physiologischen Taubheit“); ferner die Verhältnisse der Empfindlichkeiten der beiden Ohren und der beiden Telephone, wozu eine zweite Messungsreihe nach Vertauschen der Telephone erforderlich ist. Die Telephone wurden durch sinusförmige Wechselströme von 525, 932 und 950 Perioden und durch ein Sprechtelephon (mit Sprachlauten?) erregt, unter ausgiebiger Variation der Lautstärken. Nur ein Beobachter (Verf.). Ergebnisse: Das Schwellenverhältnis bleibt für alle Schallarten (und Frequenzen) von derselben Größenordnung, nimmt aber mit wachsender Lautstärke ab. Das Verhältnis der Telefon-, ebenso das der Ohrempfindlichkeiten variiert erheblich mit den Schallarten, bleibt aber bei derselben Schallart für alle Lautstärken genau gleich. Die Methode kann zur Charakteristik der Hörleistung und zur Vergleichung von Telefonen verwendet werden. — 2. Die Enden eines 2 m langen, sehr dicken Kautschukschlauches werden mit Oliven in die Ohren gesteckt. Es wird nahe der Mitte leicht auf den Schlauch geklopft und der Abstand der beiden Klopftstellen gemessen, bei denen der Schall eben rechts oder links erscheint (also der für die Mittenschwelle charakteristische Weglängenunterschied). Er beträgt für Geübte höchstens 1 bis 2 cm. — Endlich wird die Mittenschwelle bestimmt für — durch sinusförmigen Wechselstrom erregte — Telephontöne bei den Frequenzen 205, 365, 426, 800 und 1780 und bei verschiedenen Stärken. Die Phasenverzögerung in einem Stromkreise wird in bekannter Weise elektrisch bewirkt. Die entsprechenden Zeitunterschiede erwiesen sich als unabhängig von der Tonhöhe, wuchsen aber mit abnehmender Tonstärke. Verf. berechnet aus den gefundenen Mittelwerten (von zwei Beobachtern), daß für schwache Töne bei 4400, für starke bei 8700 v. d. die Grenze erreicht ist, oberhalb derer kein Seitendruck mehr zustande kommen kann. Auch er hat beobachtet, daß ein auf der einen Seite lokalisierte Ton auch bei beträchtlicher Intensitätssteigerung auf der Gegenseite seine Lokalisation nicht ändert. — Es wird eine Schaltung angegeben, die die Einrichtungen für beide Versuchsgruppen vereinigt, aber nicht die absoluten Werte der Phasendifferenz zu messen erlaubt.

v. HORNBOSTEL.

Marage. Le seuil de l'audition. *C. R.* **172**, 178—181, 1921, Nr. 3. Klänge mit unharmonischen Obertönen werden leichter wahrgenommen als solche mit harmo-

nischen; hohe Töne besser als tiefe; zu starker Schall betäubt das Ohr. Diese Tatsachen sind beim Richtungshören zu berücksichtigen.

v. HORNBOSTEL

H. Greinacher. Einfache Ableitung der Formel für die Empfindlichkeit einer Wage. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 52, 115—116, 1921, Nr. 5/6. [S. 1122]

SCHWERDT

Jules Andrade. Le problème de l'acheminement et les mouvements pendulaires entretenus. C. R. 172, 1642—1643, 1921, Nr. 26.

SCHEEL

Small-ball hardening testing machine. Engineering 111, 612, 1921, Nr. 2890 [S. 1125.]

BERNDT

4. Aufbau der Materie.

A. D. Fokker. Stationaire elektronenbewegingen zonder stralingsweerstand. Physica 1, 107—109, 1921, Nr. 4. [S. 1127.]

A. SMEKAL

Hans Schimank. Gespräch über die Atomtheorie. Eine allgemeinverständliche Einführung in die Fragen und Ergebnisse der modernen Atomphysik. 64 S. Berlin, Siegfried Seemann Verlag, 1921.

MÜHLBRETT

Edwin C. Kemble. The Probable Normal State of the Helium Atom. Phil. Mag. (6) 42, 123—133, 1921, Nr. 247. Der Verf. führt gegen die von Franck und Reiche (ZS. f. Phys. 2, 154, 1920; diese Ber. 1, 905, 1920), auf Grund des Landéischen Heliumatommodells gemachte Annahme, daß der Normalzustand des He-Atoms dem einquantigen Term der scharfen Nebenserie des Parheliumspektrums (Einfachlinien) entspreche, folgende drei Gründe an: 1. Das Landé-Modell mit gekreuzten Elektronenbahnen könne nicht die chemische Trägheit des He erklären. 2. Der aus dem Ionisationspotential oder der Lyman-Frickeschen ultravioletten Linie 585 Å.-E errechnete Serienterm des He stimme nicht mit dem aus der scharfen Nebenserie des Parheliumspektrums extrapolierten Werte für den einquantigen Zustand überein. 3. Das intensive Auftreten der Linie 585 Å.-E. sei wegen des Bohrschen Korrespondenzprinzips (in der vom Verf. gebrauchten, hier wohl kaum einwurfsfreien Form D. Ref.) mit der Franck-Reicheschen Annahme nicht verträglich. Mit Hilfe einer Reihe von Annahmen, bezüglich deren experimenteller Rechtfertigung auf das Original verwiesen werden muß, versucht der Verf., die in Frage kommenden Spektralerscheinungen des He unter Aufgabe des Franck-Reicheschen Normalzustandes zu erklären; charakteristisch hierfür ist die Mitwirkung hypothetischer metastabiler Moleküle des He mit den in ihm enthaltenen Verunreinigungen. — Mittels des Korrespondenzprinzips schließt der Verf., daß das He-Atom im Normalzustande das Gesamtdrehimpulsmoment Null haben müsse. Auf Grund einiger hinsichtlich ihres zwingenden Charakters unklar bleibender Überlegungen glaubt er sich aber genötigt, dieses Ergebnis und damit auch das Korrespondenzprinzip aufzugeben zu müssen. Ein neues He-Modell wird vorgeschlagen, bei dem die beiden Elektronen sich stets gleichzeitig sozusagen auf derselben Seite des Kernes aufhalten, doch wurde seine Ionisierungsspannung noch nicht berechnet. (Der Verf. übersieht, daß seine Einwände 2 und 3 keineswegs bindend sein müssen; man vgl. ferner Bohrs Bemerkungen zum He-Problem, ZS. f. Phys. 2, 462, 1920. D. Ref.)

A. SMEKAL.

Frank Horton and Ann Catherine Davies. Critical Electron Velocities for the Production of Luminosity in Atmospheric Neon. Phil. Mag. (6) 41,

921—940, 1921, Nr. 246. In einer früheren Arbeit haben die Verff. [Proc. Roy. Soc. (A) 98, 124, 1920] in Neon zwei Anregungsspannungen für Lichtemission (bei 11,8 Volt, 17,8 Volt) und drei von ihnen als Ionisierungsspannungen bezeichnete Anregungsspannungen (bei 16,7, bei 20,0 und 22,8 Volt) erhalten. In der vorliegenden Arbeit suchen die Verff. diese merkwürdigen Resultate durch spektrale Beobachtungen zu klären. Diese Beobachtungen werden mit einer Anordnung, die der normalen Methode zur Messung der Anregungsspannungen entspricht, durchgeführt, wobei ein in Richtung der elektrischen Felder wirkendes Magnetfeld die Zusammenstoßhäufigkeit der Elektronen mit den Gasatomen erhöht. Aufnahmen von Stromspannungskurven und spektroskopische Beobachtung laufen hierbei parallel. Es ergab sich, daß im sichtbaren Gebiet liegende Spektrallinien erst auftreten von 20 Volt an; diese Linien gehören alle zu den von Paschen beschriebenen Serien des Typs 1,5 s — m, p. Von 22,8 Volt an erscheinen dann außer den genannten die Linien der entsprechenden Nebenserien des Typs (2, p — m, s) und (2 p — m, d). Da Kombinationslinien zwischen diesen beiden Arten von Serien auftreten, so kann das Neon nicht, wie früher von den Verff. vermutet wurde, aus einer Reihe verschiedener Atomsorten bestehen. Die mehreren Typen von Ionisationen derselben Atomsorte versuchen die Verff. durch die Annahme zu erklären, daß Elektronen, die verschieden fest gebunden seien, aus dem Atom herausgerissen werden könnten.

FRANCK.

H. D. Smyth and K. T. Compton. The effect of fluorescence and dissociation on the ionizing potential of iodine vapor. Phys. Rev. (2) 16, 501—513, 1920, Nr. 6. Die Ionisierungsspannung von Joddampf wird nach bekannten Verfahren ermittelt. Bei normaler Temperatur ergibt sich eine schwache Ionisierungsstufe bei 8 Volt und eine starke bei 9,4 Volt. Mit wachsender Temperatur und steigender Dissoziation des Joddampfes verstärkt sich die 8-Volt-Stufe und schwächt sich die 9,4-Volt-Stufe ab. Daher wird 8 Volt für die Ionisierungsspannung des Jodatoms und 9,4 für die des Jodmoleküls erklärt. Die Differenz dieser beiden Werte entspricht genau der thermischen Dissoziationsarbeit des Jodmoleküls, so daß die Verff. hierin eine Stütze der Anschauung finden, daß Dissoziation und Ionisation des Moleküls durch einen Elementarakt erfolgen. Ferner werden Versuche beschrieben, aus denen die Verff. den Schluß ziehen, daß fluoreszierender Joddampf bei Anregung mit dem Licht der grünen Quecksilberlinie leichter ionisiert wird.

FRANCK.

Georges Déjardin. Ionisation de l'argon par des électrons lents. C. R. 172, 1347—1350, 1921, Nr. 22. Die Ionisierungsspannung des Argons wird durch Aufnahme einer Stromspannungskurve in einem mit Argon gefüllten Verstärkerrohr bestimmt. Sie ergibt sich zu 15 Volt mit einer geschätzten Genauigkeit von $\frac{1}{2}$ Volt. Genaue Bestimmungen der anzubringenden Korrekturen fehlen. Ferner wird bei etwa 16,9 Volt das Auftreten eines starken Leuchtens des Argons unter Emission seines roten Spektrums und eine sehr starke Zunahme der Stromstärke gefunden. Lichtemission der starken Linien des roten Argonspektrums läßt sich von 15 bis 16 Volt an nachweisen. Ferner treten Hg-Linien als Verunreinigung des Argons schwach auf.

FRANCK.

Paul D. Foote and F. L. Mohler. Inelastic Collisions of Electrons in Vapors of Certain Compound Molecules. Phys. Rev. (2) 17, 394, 1921, Nr. 3. Nach den üblichen Methoden werden die Anregungsspannungen einiger dampfförmiger Verbindungen untersucht. Es ergaben sich die Resultate der folgenden Tabelle. Ferner wurden Untersuchungen im Dampf von NaCl und KCl angestellt; sie scheiterten an der starken Temperaturionisation dieser Dämpfe. Die Dissoziationsarbeit

Substanz	Anregungsspannung	Ionisierungsspannung
Zinkäthyl	etwa 7 Volt	12 Volt
Zinkchlorid	—	12,9 "
Quecksilberchlorid	—	12,1 "
Kohlenoxyd	6,4, 12,1, 13,6, 19,1, 21,9, 24,6	10,1 14,3 Volt

dieser Salze in positive und negative Ionen spaltete nach Borns Gittertheorie einen sehr ähnlichen Wert haben wie die Ionisierungsarbeit des Ca-Atoms, trotzdem zeigt Ca bei gleicher Temperatur keine entsprechende Ionisierung. Erhitztes NaCl sendet außerdem die *D*-Linien aus.

FRANCK.

Walter Grotrian. Elektronenstoß und geschichtete Entladung. ZS. f. Phys. 5, 148—158, 1921, Nr. 2. [S. 1147.]

FRANCK.

Otto Koppius. A Comparison of the Thermionic and Photoelectric Work Function from Platinum. Phys. Rev. (2) 17, 395—397, 1921, Nr. 3. [S. 1149.] FRANCK.

Leonard B. Loeb. The attachment of electrons to neutral molecules in air. Proc. Nat. Acad. 7, 5—10, 1921, Nr. 1. [S. 1147.] SPONER.

Adolf Smekal. Über die Erklärung der Röntgenspektren und die Konstitution der Atome. (Antwort an Herrn L. Vegard.) Phys. ZS. 22, 400—402, 1921, Nr. 14. [S. 1167.] A. SMEKAL.

A. Danvillier. Sur le principe de combinaison et les raies d'absorption dans les spectres de rayons X. C. R. 173, 35—38, 1921, Nr. 1. [S. 1168.] A. SMEKAL.

Lise Meitner. Radioaktivität und Atomkonstitution. Festschrift d. Kaiser Wilhelm-Ges. S. 154—161, 1921. Kurze Zusammenfassung über die verschiedenen Arten des radioaktiven Zerfalls und ihre Erklärung aus der Struktur des Atomkerns. HAHN.

Otto Hahn. Über die radioaktiven Zerfallreihen und über eine neue aktive Substanz im Uran. Festschrift d. Kaiser Wilhelm-Ges. S. 102—108, 1921. Kurzer Überblick über die radioaktiven Elemente mit einem Hinweis auf das unlängst im Uran aufgefundene neue Zerfallsprodukt Uran β . HAHN.

Lise Meitner. Über die verschiedenen Arten des radioaktiven Zerfalls und die Möglichkeit ihrer Deutung aus der Kernstruktur. ZS. f. Phys. 4, 146—156, 1921, Nr. 1. Die Verf. geht von der heute wohl als bewiesen zu betrachtenden Annahme aus, daß die Massen der Kerne der Elemente von höherem Atomgewicht als 4 nur aus Helium- und Wasserstoffkernen aufgebaut sind. Außerdem enthalten sie noch Elektronen, deren Anzahl im Kern höheratomiger Elemente schneller steigt, als der Ordnungszahl entspricht. Die Heliumkerne bilden den einzigen massentragenden Bestandteil derjenigen Elementenkerne, deren Atomgewicht der Formel $4n$ entspricht. Ist das Atomgewicht durch die Formel $4n+1$, $4n+2$ oder $4n+3$ bestimmt, so sind außerdem noch ein bis drei Wasserstoffkerne vorhanden.

In der vorliegenden Mitteilung wird mit Hilfe dieser Voraussetzungen der Aufbau der radioaktiven Kerne aus den genannten Kernbestandteilen dargestellt. Doch wird dabei streng unterschieden zwischen Heliumkernen mit freier positiver Ladung und solchen, deren Ladung durch je zwei Elektronen neutralisiert ist. Die ersten werden mit a , die letzteren mit a' bezeichnet, die Elektronen mit β . Von dieser Annahme ausgehend,

lassen sich für die radioaktiven Umwandlungen eine Anzahl möglicher Zerfallsarten voraussagen. Es ergaben sich dabei folgende möglichen Fälle:

1. Eine Reihe aufeinanderfolgender α -Umwandlungen: $\alpha-\alpha-\alpha-\dots$
2. Eine α' -Umwandlung, der zwei β -Umwandlungen folgen: $\alpha'-\beta-\beta$.
3. Eine β -Umwandlung, die zu einer Verzweigung führt, wobei nach zwei Umwandlungsstufen die Zweige sich wieder im selben Produkt schließen: $\beta-\begin{array}{c} \alpha' \\ \diagup \quad \diagdown \\ \alpha' \quad \alpha' \\ \diagdown \quad \diagup \\ \beta \end{array}$.

4. Eine Verzweigung der Form $\begin{array}{c} \alpha \\ \diagup \quad \diagdown \\ \alpha' \quad \beta \end{array}$ oder $\begin{array}{c} \alpha \\ \diagup \quad \diagdown \\ \beta \quad \alpha' \end{array}$, die zur Spaltung in zwei selbständige Reihen führt.

Sieht man sich nun die bekannten Zerfallsschemata der drei radioaktiven Umwandlungsreihen an, so zeigt sich, daß die aus der eingangs angeführten Annahme abgeleiteten Zerfallsmöglichkeiten tatsächlich alle vorkommen. Insbesondere finden auf diese Weise die seit lange bekannten, aber etwas rätselhaften Verzweigungen bei den C-Gliedern der Zerfallsreihen eine plausible Deutung.

HAHN.

Samuel C. Lind. The chemical effects of Alpha particles and electrons. 182 S. New York, Chemical Catalog Co. Inc., 1921 (Amer. Chem. Soc. Monograph Series). In den drei Kapiteln wird eine kurze Übersicht über die Grunderscheinungen und die Meßmethoden der Radioaktivität gegeben. Im vierten Kapitel folgt die Behandlung der qualitativen Wirkungen der Becquerelstrahlen, wie der Verfärbung der Radiumsalze, der Gläser und der Mineralien, der Thermoluminiscenz, der Radioluminiscenz. Allgemein hebt Verf. hervor, daß alle diese Effekte grundsätzlich verschieden von den gewöhnlichen photochemischen Wirkungen sind: während diese außerordentlich von der Wellenlänge und der Resonanzfähigkeit der getroffenen Molekülart abhängen, sind die Wirkungen der α - und β -Strahlen aller Geschwindigkeiten für eine bestimmte Molekülart analog.

In den folgenden Kapiteln behandelt Verf. die quantitativen Versuche über Wirkungen der radioaktiven Strahlungen: die Wasserzersetzung, Bildung von Wasserstoffsuperoxyd, die Experimente von Cameron und Ramsay über die Wirkung der Radiumemanation auf Wasser. Sodann erfolgt die Erklärung der chemischen Effekte der α -Teilchen auf Grund der Ionisationstheorie.

Es ergibt sich, daß das Verhältnis zwischen der Zahl der zerlegten Moleküle (M) und der Zahl der erzeugten Ionenpaare (N) für jede spezifische Reaktion eine Konstante ist. Dies gilt auch für flüssige Systeme. Das Verhältnis M/N bei den verschiedenen Reaktionen liegt zwischen den Werten 0,5 und 4,0. Die Fälle, in welchen die Zahl der zersetzenen Moleküle die der Ionenpaare über- oder unterschreitet, werden gesondert analysiert. Besonderes Interesse haben die Berechnungen Linds über die Ausnutzung der Energie der α -Teilchen bei chemischen Reaktionen.

Ein besonderes Kapitel ist der Erörterung und Anwendung der Quantentheorie bei photochemischen Reaktionen (Einstein) gewidmet.

Sodann folgt die Behandlung der positiven Strahlen und der Thomsontschen Methode der Gasanalyse durch diese Strahlen und der Entdeckung der verschiedenen Isotopen von Neon, Hg, Kr, Cl usw. durch Aston; ferner die Besprechung der chemischen Wirkung der Rückstoßatome nach Versuchen des Verf.

Den Schluß bildet eine Übersicht über die neuesten Arbeiten von Rutherford über die künstliche Zerlegung von Atomen durch Anprall von α -Teilchen. V. F. HESS.

Hans Th. Wolff. Über die Abhängigkeit der Reichweite der α -Strahler von der Anzahl der Bestandteile ihrer Atomkerne. Phys. ZS. 22, 352—353, 1921, Nr. 12. Der Verf. nimmt an, daß die Kerne der radioaktiven Substanzen aus

Heliumkernen, Elektronen und Teilchen von der Masse 3 und der Ladung 2, die er X_3 -Teilchen bezeichnet, bestehen und zeigt, daß man unter dieser Annahme die Reichweite der α -Strahlen für die Mehrzahl der radioaktiven Elemente als Funktion der im Kern vorausgesetzten Anzahl von He-Kernen, Elektronen und X_3 -Teilchen darstellen kann. Th C, Ra F, Ac X, Ac C und Ac C' fallen aus dieser Darstellung heraus.

MEITNER.

Robert H. Pease. An analysis of molecular volumes from the point of view of the Lewis-Langmuir theory of molecular structure. Journ. Amer. Chem. Soc. **43**, 991—1004, 1921, Nr. 5. [S. 1181.]

SCHAMES.

V. Posejpal. Sur la variation de la réfraction des gaz avec la pression, au-dessous d'une atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) **2**, 85—92, 1921, Nr. 3. [S. 1162.]

H. R. SCHULZ.

C. Chéneveau. Sur la variation de la réfraction spécifique des sels dissous en solutions étendues. C. R. **172**, 1408—1410, 1921, Nr. 23. [S. 1163.] H. R. SCHULZ.

H. Weiss et P. Lafitte. L'interpénétration des solides. C. R. **173**, 146—148, 1921, Nr. 3. [S. 1129.]

BERNDT.

Rudolf Vogel. Über Zwillingsbildung in den Oberflächenschichten von Metallen infolge Kaltbearbeitung. ZS. f. anorgan. Chem. **117**, 271—280, 1921, Nr. 4. Wie durch jede scherend wirkende Bearbeitung wird auch durch den Schleifprozeß der Gefügezustand plastischer Metalle bis zu einer gewissen Tiefe verändert, wie an Legierungen des Co mit Cr, Wo und Ur, ferner an Legierungen von Wo und Ni (20 Proz. Wo), Fe und Ni (5 Proz. Ni), Au und Mg (4 Proz. Mg), Messing, Bronze (5 Proz. Sn), Neusilber, Cu-Fe-Ni und anderen mehr nachgewiesen wurde. Die beim Ätzen sichtbar werdende Zwillingschraffierung stellt den auf eine dünne Oberflächenschicht beschränkten Kaltbearbeitungseffekt dar; dieser verschwindet beim Erhitzen unter Rekristallisation wieder. Die Zwillingsstreifungen sind analog den Neumannschen Linien des meteoritischen Nickeleisens, die demnach auch ein Anzeichen für Zwillingslamellen sind. In den Mischkristallen sind, ihrer geringeren Größe entsprechend, die Ätzstreifungen viel feiner. Die Rekristallisationserscheinungen an den Rändern von Schleifrissen stimmen mit den neuesten Anschauungen von Tammann über Rekristallisation überein.

BERNDT.

Rudolf Ruer. Zur Kenntnis der Eisen-Kohlenstofflegierungen. ZS. f. anorg. Chem. **117**, 249—261, 1921, Nr. 4. Eine schroff abgeschreckte Legierung mit 6,66 Proz. C zeigt eine völlig homogene Zementitstruktur, was beweist, daß dieser sich aus einer einzigen Phase abgeschieden hat. Der Zementit schmilzt also im metastabilen System unzersetzt und seine Schmelzkurve besitzt ein offenes Maximum. Reiner Zementit, der durch Extraktion mit doppelt normaler Salzsäure aus einem schwedischen Holzkohlenroheisen gewonnen wurde, verliert seine Magnetisierbarkeit beim Erhitzen zwischen 180 und 220°, während sie beim Erkalten etwa in demselben Intervall wiederkehrt. Weitere Umwandlungen konnten durch die thermische Analyse nicht aufgefunden werden. Durch zehn Minuten langes Erhitzen auf 1132° zerfallen etwa 63 Proz. des Zementits, bei 1112° dagegen nur 6 Proz.; bei 1164° erfolgte Schmelzung. Da demnach der Zementit bei 1100° zu zerfallen beginnt, so konnte die Temperatur des metastabilen Schmelzpunktes nicht bestimmt werden. Im Innern eines Regulus zerfällt der Zementit weniger rasch als in der Nähe der Oberfläche, da die Graphitausscheidung beim Erhitzen von außen nach innen fortschreitet; eine Ursache dafür

ließ sich noch nicht feststellen. Aus den mitgeteilten Gründen läßt sich die Löslichkeitskurve des Zementits nur in ihrem allgemeinen Verlauf angeben.

Durch wiederholtes Erwärmen und Abkühlen eines Regulus mit 3,86 Proz. C wurde der Haltepunkt, welcher der Umwandlung des aus Ferrit und Graphit bestehenden, dem Perlit entsprechenden eutektischen Gemisches des stabilen Systems in Austenit entspricht, zu 746° bestimmt und die Gleichgewichtstemperatur der Perlitumwandlung bei Abkühlung zu 721°, während sie bei der Erhitzung bei 733° anzunehmen ist; die Konzentration ergibt sich dadurch zu 0,7 Proz. C.

BERNDT.

J. H. Whiteley. Cupric etching effects produced by phosphorus and oxygen in iron. Engineering 111, 628—630, 1921, Nr. 2890. Streifen von Elektrolyteisen wurden in Wasserstoff bis zu verschiedenen Beträgen (von 0,05 bis 0,130 Proz.) geporphort und darauf zu einer Säule aus Schichten von verschiedenen Phosphorgehalt zusammengeschweißt. Eine ähnliche Methode wurde zur Erhaltung von Eisen mit ungleichmäßig verteiltem Sauerstoff verwendet. Die Säulen wurden mit verschiedenen kupferhaltigen Ätzmitteln nach Rosenhain und Haugthon, Stead, Chatelier und Dupuy, Whiteley behandelt, die sich im wesentlichen alle gleich verhielten. Durch die Stärke des Angriffes können Unterschiede von 0,02 Proz. Phosphor gegen anliegendes reines Eisen festgestellt werden; dabei wächst der Kontrast bis zu 0,15 Proz. Phosphor. Die Feststellung des in Lösung gegangenen Sauerstoffes war auf diese Weise nicht möglich, dagegen zeigten sich an Schweißstellen weiße Linien; sie traten nicht auf bei sauerstofffreiem Eisen, das in trockenem Wasserstoff geschweißt war.

BERNDT.

J. E. Stead. Solid solution of oxygen in iron. Engineering 111, 627—628, 1921, Nr. 2890. Feste Lösungen von Phosphor, Nickel, Kupfer, Kobalt, Zinn, Antimon, Silicium, Chrom, Kohlenstoff usw. mit Eisen verhalten sich reinem Eisen gegenüber elektropositiv und werden deshalb durch kupferhaltige Ätzmittel schwächer angegriffen; besonders wird dafür das von Le Chatelier und Dupuy empfohlen. Da sich die obere Schicht eines auf 1000° erhitzten Elektrolyteisens der unteren gegenüber in Salzsäure als elektropositiv erwies und auch von Kupferreagens weniger stark angegriffen wurde, so folgt daraus, daß beim Erhitzen von Eisen in Luft oder sauerstoffhaltigen Gasen dieses von der Oberfläche absorbiert wird und mit dem Eisen eine feste Lösung bildet. Bei Übersättigung fällt das Oxyd aus dieser in Form kleiner Kugelchen aus, die mit wachsendem Oxydgehalt größer werden und sich auch zu ausgedehnteren Flächen zusammenschließen. Die Oxydation folgt dabei vorzugsweise den Kristallgrenzen. Der Schwefel dringt wahrscheinlich in Form von SO_2 in das Metall ein und bildet hier Mangansulfide, die gleichfalls in Kugelchenform erscheinen.

BERNDT.

5. Elektrizität und Magnetismus.

A. Liénard. Énergie électromagnétique et potentiel thermodynamique d'un système de courants. C. R. 172, 208—210, 323—325, 1921, Nr. 4 u. 6. [S. 1177.] SCHAMES.

Félix Michaud. Étude énergétique d'un système de courants. C. R. 172, 586—588, 1921, Nr. 10. [S. 1178.] SCHAMES.

Félix Michaud. Étude énergétique d'un système de courants. Conditions de stabilité de l'équilibre. C. R. 172, 748—750, 1921, Nr. 12. [S. 1178.] SCHAMES.

F. H. Newman. A New Form of Wehnelt Interrupter. Proc. Roy. Soc. London (A) 99, 324—330, 1921, Nr. 699. Der Unterbrecher besteht aus einem in die gesättigte Lösung von Ammoniumphosphat eintauchenden, als Anode dienenden Platindraht, der aus einer Glas- oder Porzellanröhre hervorragt und mittels eines an dem ihn tragenden Stab angebrachten Schraubengewindes und einer Mutter auf- und abwärts bewegt werden kann. Als Kathode dient das Aluminiumgefäß, in dem der Elektrolyt enthalten ist. Die Stromdichte an der Anode beträgt nur ein Viertel von derjenigen bei der bisherigen Form des Unterbrechers, und infolgedessen ist die Erwärmung des Elektrolyten sowie die Abnutzung des Platindrahtes geringer. Der Unterbrecher kann auch für Wechselströme benutzt werden, die er gleichrichtet. Die von ihm bewirkte Sekundärentladung ist sehr disruptiv und hat einen hohen Spitzenwert. Er arbeitet bei Anwendung von Wechselstrom ohne Selbstinduktion in dem Stromkreis. Die Kurvenform des Primärstroms wurde bei Anwendung von Gleich- und von Wechselstrom oszillographisch aufgenommen.

BÖTTGER.

John J. Dowling. Observations of Plant-growth with the Recording Ultramicrometer. Nature 107, 523, 1921, Nr. 2695. [S. 1124].

BERNDT.

A. C. Bartlett. The Measurement of the Magnetic Blow-Out Forces in Circuit Breakers. Electrician 86, 48, 1921, Nr. 2225. In Leiterkreisen bestimmter Form ist ein Teil frei beweglich in \square -Form aufgehängt, und durch Quecksilberläpfe mit dem übrigen Teil des Kreises verbunden. Beim Stromdurchgang wird dieser Teil bewegt und durch Zusatzgewichte in seine Ruhelage zurückgebracht. Diese Gewichte sind ein Maß der auf ihn ausgeübten elektrodynamischen Kräfte und damit auch der magnetischen Blaswirkung, wenn an dieser Stelle ein Lichtbogen sich bildet. Die Kräfte sind praktisch unabhängig, soweit es sich in den beiden Anordnungen feststellen ließ, von der Form der Leiter, und proportional der Länge des beweglichen Teiles. Sie wirken nur senkrecht zu seiner Achse.

BLOCK.

M. La Rosa. Unconferonto fra la teoria elettronica dei metalli e l'esperienza. La relazione fra potere termoelettrico e resistenza del bismuto, come funzioni del campo. Il Nuovo Cim. (6) 18, 39—55, 1919, Nr. 7. Verf. stellt sich die Aufgabe, die Versuchsergebnisse, die er (1919) bei der Untersuchung der Thermokraft und des Widerstandes des Wismuts im magnetischen Felde erhalten hatte (diese Ber. 1, 1324, 1920), durch eine Theorie auf elektronentheoretischer Grundlage zu erklären.

Für die elektrische Leitfähigkeit σ gibt die Elektronentheorie die Formel:

$$\sigma = \frac{e^2 \cdot n \cdot v \cdot l}{4 \cdot a \cdot T} \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

worin e die Ladung eines einwertigen Ions, n die Zahl der freien Elektronen im Kubikzentimeter des Metalls, v und l deren Geschwindigkeit und mittlere Weglänge, a die Gaskonstante und T die absolute Temperatur ist. Fragt man nach dem Einfluß des magnetischen Feldes, so kann sich dieser geltend machen bei den Größen l , v und n . Verf. zeigt, daß jedenfalls für die Elektronenkonzentration n eine Abhängigkeit von der Feldstärke angenommen werden muß, da sich in dem Ausdruck für die elektromotorische Kraft an der Grenze zweier Metalle a und b

$$V_{a \cdot b} = \frac{2}{3} \frac{a \cdot T}{e} \ln \frac{n_a}{n_b}$$

im magnetischen Felde nur die Größen n ändern können.

Um diese Änderung der Elektronenkonzentration mit der Feldstärke verständlich zu machen, wird eine Vorstellung über den Mechanismus der Stromleitung entwickelt,

bei der die Annahme wesentlich ist, daß im Metalle außer neutralen Atomen, positiven Ionen und negativen Elektronen noch „magnetische Komplexe“ („complessi magnetici“) vorkommen, die alle im statistischen Gleichgewicht miteinander sind. Je größer die relative Anzahl der magnetischen Komplexe ist, desto magnetischer ist der Körper, je größer die relative Anzahl der freien Elektronen, desto besser (thermisch- und elektrisch-) leitend ist er.

Die Einwirkung des äußeren magnetischen Feldes ist nun doppelter Art: es bewirkt 1. eine Orientierung der magnetischen Komplexe und 2. eine Veränderung ihrer relativen Anzahl, und zwar derart, daß bei paramagnetischen Körpern die Orientierung in den Niveauflächen stattfindet und die Anzahl der Komplexe vermindert wird, weil durch das magnetische Feld eine elektromotorische Kraft auf das rotierende Elektron entgegen der Zentripetalkraft ausgeübt wird, wodurch die Stabilität der Komplexe vermindert wird. Die Folgerungen, die sich hieraus für para- und diamagnetische Körper ergeben, sind im wesentlichen im Einklang mit den Beobachtungen.

Die vollständige Berechnung der Anzahl der einzelnen Bestandteile ist allerdings eine vorläufig noch nicht lösbare Aufgabe. Indessen gelingt es dem Verf. unter gewissen vereinfachenden Bedingungen Formeln abzuleiten, die einen Vergleich mit der Erfahrung zulassen.

In einer sehr dünnen, senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien stehenden Lamelle eines Metalls, dessen Leitfähigkeit von der Feldstärke abhängt (z. B. Wismut), werden die Elektronen Kreisbahnen beschreiben vom Radius $R = \frac{mv}{eH}$ und die mittlere freie Weglänge l_H bei der Feldstärke H wird etwas größer sein als l_0 bei der Feldstärke 0. Es ergibt sich:

$$l_H = 2 \cdot \frac{mv}{eH} \cdot \arcsin\left(\frac{e}{2mv} \cdot l_0 \cdot \Pi\right)$$

und

$$n_H = \frac{\sigma H}{e} \cdot \frac{1}{\arcsin\left(\frac{e}{2mv} \cdot l_0 \cdot H\right)}$$

oder vereinfacht durch Reihenentwickelung:

$$n_H = \frac{4aT}{e^2 v l_0 \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{el_0}{2mv} \right)^2 H^2 \right]} \cdot \varrho_H,$$

worin ϱ_H der Widerstand des Metalls im Felde von der Feldstärke H ist.

Dieser Ausdruck für die Anzahl der freien Partikel bei der Feldstärke H ist nun in alle Beziehungen, die aus der Elektronentheorie abgeleitet werden, an Stelle von n einzusetzen, um die Abhängigkeit von der Feldstärke zu erhalten.

Eine Möglichkeit der Prüfung dieser Theorie ergibt sich bei der Anwendung auf die Berechnung der Thermokraft eines Metalls, dessen Widerstand vom magnetischen Felde nicht merklich abhängt gegen eins, dessen Widerstand merklich davon abhängt, z. B. Kupfer gegen Wismut. Allerdings ergibt sich die Thermokraft selbst nicht; aber es läßt sich folgern, daß ihr Verlauf in Abhängigkeit von der Feldstärke derart sein muß, daß der Ausdruck

$$b = \frac{\frac{\varrho_{H_1}}{\varrho_0} - \left(\frac{\varrho_H}{\varrho_0} \right)^\eta}{\eta \cdot \left(\frac{\varrho_H}{\varrho_0} \right)^\eta \cdot H^2 - \frac{\varrho_{H_1}}{\varrho_0} H^2}$$

konstant ist, worin ϱ_0 , ϱ_H , ϱ_{H_1} die Widerstände bei den Feldstärken 0, H , H_1 sind und

$$\eta = \frac{P_{H_1} - P_0}{P_H - P_0}$$

eine Größe ist, die aus den Werten der Thermokraft P_0 und P_H bei den Feldstärken 0 und H und aus einem beliebigen Wert der beobachteten Reihe P_{H_1} berechnet wird. Verf. prüft diese Formel an seinen Messungen an dem Thermoelement Kupfer/Wismut im Magnetfelde und findet, daß die Größe b hinreichend konstant ist bis zur Feldstärke $H = 7600$. Im Gebiet noch größerer Feldstärken nimmt b ständig ab, zum Zeichen, daß die gemachten Vernachlässigungen dort nicht mehr berechtigt sind. Der Vergleich der Beobachtungen mit der Theorie läßt endlich noch die Folgerung zu, daß die mittlere freie Weglänge $l_0 > 4 \cdot 10^{-6}$ sein muß. Dieser Wert ist etwas größer als der von J. J. Thomson zu 10^{-7} geschätzte. Allein es läßt sich auf demselben Wege mit etwas anderen Werten für Wismut auch $1,2 \cdot 10^{-6}$ ableiten, ein Wert, der sogar noch etwas größer wird, wenn man das Vorhandensein magnetischer Komplexe annimmt und der dann dem hier gefundenen Grenzwert schon sehr nahe kommt.

FR. HOFFMANN.

O. Gerth. Über die EMK des Jod-Silberelements und die Bildungswärme des Jodsilbers. ZS. f. Elektrochem. 27, 287—292, 1921, Nr. 13/14. Die Messungen der EMK des Jod-Silberelements, die von U. Fischer (ZS. f. anorg. Chem. 78, 41, 1912) einerseits, von Jones und Hartmann (Journ. Amer. Chem. Soc. 37, I, 1915) andererseits ausgeführt worden sind, zeigen eine Unstimmigkeit, die es notwendig erscheinen ließ, die gefundenen Werte experimentell zu prüfen. Die Unstimmigkeit ist, wie sich dabei ergab, auf eine Verschiedenheit der benutzten Silberelektroden und auf eine von den gemessenen Werten wegen des Vorhandenseins von J_3^- -Ionen angebrachten Korrektion zurückzuführen, deren Größe von den genannten Forschern durch Rechnung ermittelt wurde. Der Verf. bestimmte sie experimentell, indem er durch Überleiten eines indifferenten Gases (Stickstoff) über abgekühltes Jod und Einleiten des entstandenen Gasgemisches in verdünnte Jodkaliumlösungen Lösungen mit kleiner, durch den entsprechenden Partialdruck des Jods definierte Jodkonzentrationen herstellte, die nur wenig J_3^- -Ion enthielten, und in denen die Konzentration des Jodkaliums unverändert war. Mit der so ermittelten Korrektion wurden die Werte der EMK der Jod-Silberkette auf ihre wahre Größe zurückgeführt. Die Bildungswärme des Jodsilbers wurde auf Grund der Helmholtzschen Gleichung zu 15158 cal berechnet; die von Jones und Hartmann angegebene Zahl ist danach als merklich fehlerhaft zu bezeichnen. Das zur Herstellung der Silberelektrode von U. Fischer benutzte Verfahren erwies sich als das elektrochemisch reinere.

BÖTTGER.

Donald P. Smith. Experiments on the electrical conduction of a hydrogen alloy. Proc. Nat. Acad. 7, 28—34, 1921, Nr. 1. Die Versuche an einem mit Wasserstoff gesättigten Pd-Draht lehren, daß die durch die kathodische Okklusion desselben bewirkte zeitliche Steigerung der Leitfähigkeit nichtmetallischen Charakters ist, da eine Verringerung der Meßstromstärke von 4 auf 2 mA eine Abnahme des Widerstandes um 30 Proz. bewirkt. Es wird angenommen, daß die Leitfähigkeit durch eine (wahrscheinlich einatomige) Übergangsform des Wasserstoffs erfolgt und in einem Transport elektrischer Ladungen zwischen Punkten verschiedenen Potentials innerhalb des Metalls besteht. Man wird erwarten dürfen, daß sich bei hohen Meßstromstärken die zusätzliche Leitfähigkeit einem Grenzwerte nähert.

BERNDT.

Charles Marie and W. Albert Noyes jr. A new method of measuring electrolytic conductance. Journ. Amer. Chem. Soc. 43, 1095—1098, 1921, Nr. 5. Durch die Untersuchung sollten die Werte der Leitfähigkeit der Lösungen einer Anzahl von Säuren und von Natriumchlorid, wie sie nach dem Verfahren von Kohlrausch unter Berücksichtigung der von Washburn (Journ. Amer. Chem. Soc. 35, 177, 1913; 38, 2431, 1916; 39, 235, 1917) angebrachten Verbesserungen ermittelt worden sind, mit

denjenigen verglichen werden, die unter Anwendung des Gleichstroms gefunden wurden. Bei diesen letzteren Messungen wurden zwei Wasserstoffelektroden besonderer Konstruktion von genau gleichem Potential in den Elektrolyten getaucht und die gewöhnliche Brückenschaltung zur Bestimmung des Widerstandes benutzt. Die Unterschiede zwischen den nach beiden Methoden (bei 18°) gefundenen Werten sind außer bei der mehr als $\frac{1}{2}$ -normalen Schwefel- und Salzsäure so gering, daß sie vernachlässigt werden können.

BÖTTGER.

Richard Lorenz und A. Scheuermann. Beiträge zur Theorie der elektrolytischen Ionen. Nr. 24. Über das Leitvermögen einiger neutraler Natriumsalze mehrbasischer organischer Säuren. ZS. f. anorg. Chem. **117**, 121—139, 1921, Nr. 3. SCHEEL.

Richard Lorenz und A. Scheuermann. Beiträge zur Theorie der elektrolytischen Ionen. Nr. 25. Über die scheinbare Größe der Anionen einiger aliphatischer und aromatischer Polykarbonsäuren und des Benzols. ZS. f. anorg. Chem. **117**, 140—146, 1921, Nr. 3. SCHEEL.

E. Bouthy. La cohésion diélectrique. Ann. de phys. (9) **16**, 5—34, 1921, Juli/August. Die Veröffentlichung ist nach Angabe des Verf. eine abschließende Zusammenstellung seiner sämtlichen Untersuchungen und Veröffentlichungen über das Gebiet der dielektrischen Festigkeit. Sein Meßverfahren besteht darin, daß das zu untersuchende Gas in einem flachen Glasballon bei dem gewünschten Drucke zwischen die Elektroden eines großen Plattenkondensators gebracht wird, wobei die Abmessungen so gewählt werden, daß sich der Ballon in einem annähernd homogenen, berechenbaren Felde befindet. Alsdann wird die Spannung an diesem Kondensator so lange gesteigert, bis das Gas leitend wird. Als Kriterium dafür verwandte der Verf. anfangs die dadurch hervorgerufene Kapazitätsänderung des Kondensators. Später fand er, daß die Gase im Augenblick des Leitendwerdens momentan aufleuchten und daß die Beobachtung dieses Aufleuchtens mindestens so genau und viel bequemer ist, als die Kapazitätsmessungen, so daß diese zugunsten des zweiten Verfahrens aufgegeben werden. So fand Verf. folgendes: 1. Bei Temperaturänderungen von + 200 bis —100°C ist das kritische Feld (Feld, bei dem das Gas leitend wird) von der Temperatur unabhängig, wenn die Dichte des Gases ungeändert bleibt. 2. Bei einem für jedes Gas charakteristischen Druck erreicht das kritische Feld ein Minimum. Oberhalb dieses Wertes ist die Kurve, Feld = f (Druck), eine Hyperbel. Unterhalb des Minimums konnte er nicht genügend genau beobachten. 3. In Abhängigkeit von der Dichte ϵ der Gasstrecke ist die zum Leitendmachen des Gases insgesamt erforderliche Spannung $Y_1 = a T_0 \frac{p \epsilon}{T} + \frac{a}{2} b \epsilon$, wo a und b Konstanten, T_0 und T absolute Temperaturen sind. 4. Bei Edelgasen, vor allem bei Neon, erhöhen bereits die geringsten Verunreinigungen durch andere Gase die dielektrische Festigkeit beträchtlich. 5. Für den Koeffizienten a ergeben sich folgende Werte:

Gas	$a_{170^\circ\text{C}}$	$a_{0^\circ\text{C}}$	Gas	$a_{170^\circ\text{C}}$	$a_{0^\circ\text{C}}$
Ne	5,6	5,95	Trockene Luft . .	418	444
He	18,8	19,4	CO ₂	419	445
Ar.	38	40,4	NO.	537	570
Hg	354	386	C ₂ H ₂	580	616
N	205	218			

Dabei sind die Felder in Volt/cm und die Drucke in cm Hg gerechnet. 6. Die chemische und die dielektrische Festigkeit scheinen einander umgekehrt proportional zu sein. Je schwerer und komplexer ein Molekül ist und je leichter es chemisch reagiert, um so beträchtlicher ist seine dielektrische Festigkeit.

GÜNTHER-SCHULZE.

D. Reichstein. Ein elektrolytischer Stromverstärkungseffekt — ein neuer elektrolytischer Verdrängungseffekt, und der Zusammenhang zwischen Elektrolyse und Elektronenemission im Vakuum. ZS. f. phys. Chem. 95, 457—507, 1920, Nr. 4. Verf. beginnt mit der Untersuchung elektrolytischer Zellen, die mit Hilfe eines Kommutators abwechselnd an einen Lade- und einen Entladestromkreis angeschlossen werden. Dabei stellt sich heraus, daß der Strom im Ladekreis durch eine geringfügige Stromentnahme im Entladekreis ganz unverhältnismäßig verstärkt wird. Auf diese Erscheinung, die mit Hilfe des Verdrängungsprinzips erklärt wird, führt Verf. die Wirkungsweise der Schlömilchzelle zurück. Sodann wendet er sich dem Mechanismus der Ausbildung einer EMK zwischen Metallen und wässerigen Lösungen ihrer Ionen zu und erläutert an Hand der elektrolytischen Auflösung des Zn die beiden Theorien der bevorzugten und der nichtbevorzugten Systeme. Es folgt eine Besprechung der bisherigen Forschungen über die Ladungsabgabe glühender Metalldrähte im Vakuum, insbesondere die Elektronenemission, die den Verf. zu dem Schluß führt: Zusammenfassend lehren die Erfahrungstatsachen, daß die beiden Eigenschaften des Adsorptionsvolumens, der Trägheitssatz (träge Einstellung des Elektronengleichgewichts infolge langsamer chemischer Reaktion. Ref.) sowie das Verdrängungsprinzip in ganz ähnlicher Weise wie bei der Elektrolyse, auch bei der Elektronenemission im Vakuum ihre Gültigkeit haben. Dabei ist das Adsorptionsvolumen (der unmittelbar an die Elektroden grenzende Raum) als ein Lösungsmittel angesehen, das zwischen zwei andere Lösungsmittel, dem Vakuum einerseits und dem Elektrodenmetall andererseits „eingeklemmt“ ist. Auf Grund dieser Vorstellungen wird die Elektronenemission im Vakuum ähnlich wie die Elektrodenvorgänge der gewöhnlichen Elektrolyse chemisch-kinetisch beschrieben, „wobei sich die Abweichungen von der Richardsonschen Beziehung und von der Raumladungsgleichung von Langmuir, welche als Grenzfälle betrachtet werden müssen, aufzuklären lassen“.

GÜNTHER-SCHULZE.

L. Hamburger. On Centres of Luminescence and Variations of the Gas Pressure in Spectrum Tubes at Electrical Discharges. Proc. Amsterdam 23, 379—394, 1920, Nr. 2/3. Beim hindurchsenden von Strom durch ein Geisslerrohr treten Druckdifferenzen zwischen Anode und Kathode auf. Bei niederen Drucken, wo der zur Anode fließende Strom nur aus Elektronen und der zur Kathode fließende aus positiven materiellen Ionen besteht, herrscht nach Stark, Wehnelt und Franck an der Kathode der höhere Gasdruck. Bei Drucken oberhalb $\frac{1}{10}$ mm hat Hamburger, Diss. Delft 1917, in Stickstoff und Argon an der Anode wesentlich höhere Drucke gefunden (s. auch Skaupy, diese Ber. 1, 1497, 1920) als an der Kathode. Der Verf. kommt in dieser Arbeit zu dem Schluß, daß das Auftreten eines elektrischen Windes nicht für die Druckdifferenz verantwortlich zu machen sei, vielmehr nur der materielle Ionentransport. Es werden vereinfachte Rechnungen ausgeführt, die zeigen, daß z. B. die Größe der Druckdifferenz sich deuten läßt, wenn man annimmt, daß im Stickstoff der positive Strom durch Atomionen und der negative durch Molekülionen und Elektronen getragen wird. In Wirklichkeit sind die Verhältnisse nach Hamburger noch wesentlich komplizierter. Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Abhängigkeit der Intensität der spektralen Emission von der Stromstärke. Die gefundene direkte Proportionalität dieser beiden Größen läßt sich nur durch die

Annahme von Anregungsleuchten im Sinne Bohrs, nicht aber durch Wiedervereinigungsleuchten erklären, diese Folgerung steht im Einklang mit Untersuchungen von Child, Franck und Hertz.

FRANCK.

Walter Grotian. Elektronenstoß und geschichtete Entladung. ZS. f. Phys. 5, 148—158, 1921, Nr. 2/3. Bei Zusammenstößen von Elektronen mit Hg-Atomen erfordert die Anregung der Resonanzlinie 2536 Å eine kinetische Energie der Elektronen, die sie beim Durchfallen von 4,9 Volt erreichen. Nach Franck und Grotian tritt an Stelle der Emission des Lichts die Wellenlänge 2536 Å, bei höheren Drucken des Hg-Dampfes eine Verbindung eines angeregten mit einem normalen Atom auf, die unter Emission einer Bandenstrahlung, deren Hauptintensität im Grünen liegt, wieder zerfällt. Der Verf. erwartet daher bei höheren Hg-Drucken das Auftreten dieser grünlich leuchtenden Bandenstrahlung an den Stellen, an denen der entsprechende unelastische Zusammenstoß der Elektronen mit den Atomen vorauszusagen ist. Der experimentelle Nachweis gelingt dem Verf. folgendermaßen. In einem elektrisch geheizten Rohr mit Glühkathode und Quecksilberanode treten grün leuchtende Schichten in einem Voltabstande von $V = 4,90 \pm 0,05$ Volt auf, wobei die mit der Resonanzspannung genau übereinstimmende Schichtpotentialdifferenz äußerst bequem und genau durch Änderung der Schichtenzahl mit der an den Elektroden angelegten Spannung bestimmt wird. Wesentlich ist der Nachweis, daß die beobachtete geschichtete Entladung ohne Stoßionisation erfolgt, also nur reines Anregungsleuchten im Sinne von Bohr darstellt. Schlüsse auf die normale geschichtete Entladung im Geisslerrohr lassen sich wegen der dort auftretenden Komplikation der Stromleitung durch Elektronen und Ionen noch nicht ziehen. Zum Schluß beschreibt der Verf. das Auftreten und die Struktur einer Emissionsbande des Quecksilbers bei $\lambda = 2349$ und $\lambda = 2317$, die bisher nur von Wood in Absorption beobachtet war.

FRANCK.

Arnold Liebert. Über die Ionisierungsstromkurven der α -Strahlen. Diss. Zürich 1920. 28 S. Es wurden Ionisierungsstromkurven der α -Strahlen für Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Gasdrucken und Elektrodenformen aufgenommen. Dabei ergab sich, daß bei Verwendung von Ionisierungsgefäßen mit Schutzring Störungen in den Stromkurven auftraten, die besonders groß bei kleinen Gasdrucken bzw. leichten Gasen waren. Die Störungen, die ihre Ursache in kontakt-elektromotorischen Kräften haben, wurden durch Verwendung von Ionisierungsgefäßen mit passend abgegrenztem Ionisierungsraum vermieden. Es wurde dann festgestellt, daß der Sättigungsstrom nicht für alle Elektrodenformen erreicht werden kann. Während er für zwei Platten von kleinen Drucken an bis zu Atmosphärendruck immer erreicht wurde — wobei natürlich die betreffende Sättigungsspannung vom jeweiligen Gasdrucke abhängt —, wurde für Spitze—Platte—Elektroden die Sättigung nur noch bei negativ geladener Spitze erreicht, und zwar nur bei kleinen Gasdrucken, und bei zwei Spitzenelektroden zeigte schließlich das stetige Steigen der Stromkurve, daß von Sättigung nicht mehr gesprochen werden konnte. Fernerhin wurde der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Ionisierungsstromkurven untersucht und festgestellt, daß er im Gebiet der Stoßionisation je nach der Versuchsanordnung in einer Verstärkung oder Schwächung des Stromes besteht. Dieser Einfluß wuchs mit zunehmender Spannung.

SPONER.

Leonard B. Loeb. The attachment of electrons to neutral molecules in air. Proc. Nat. Acad. 7, 5—10, 1921, Nr. 1. In der vorliegenden Arbeit wird die Beweglichkeit negativer Ionen in Luft bei Atmosphärendruck und kleineren Drucken mit Hilfe der Rutherford'schen Wechselstrommethode untersucht. Die Auslösung

der primären Elektronen geschieht lichtelektrisch an der einen Kondensatorplatte. Die gewonnenen Stromspannungskurven werden mit nach der Thomson'schen Theorie berechneten verglichen und gute Übereinstimmung gefunden. Der Verf. schließt daß die Entstehung eines negativen Ions in Luft auf der Anlagerung eines Elektrons an ein neutrales Molekül beruht, und zwar sollen durchschnittlich 250000 Zusammenstöße nötig sein, damit einer unter ihnen zu dieser Ionenbildung führt. Diese Zahl hängt von der Richtigkeit der angenommenen Werte für die Elektronenbeweglichkeit und für die mittlere freie Weglänge eines Elektrons ab. In einem Felde von 40 Volts bei einem Elektrodenabstand von 15 mm macht bei Atmosphärendruck danach ein Elektron die 250000 Zusammenstöße auf einer Strecke von $6,3 \cdot 10^{-2}$ mm, während es bei 152 mm Druck dazu einen Weg von 1,5 mm braucht. Da sich früher (nach Arbeiten von J. Franck und dem Verf.) gezeigt hatte, daß in reinem Stickstoff die Ionenbildung durch Anlagerung eines Elektrons an ein neutrales Molekül nicht in meßbarem Grade stattfindet, so nimmt der Verf. an, daß sich das Elektron an das O_2 -Molekül in Luft anlagert. Messungen in reinem Sauerstoff ergaben für die Zahl der Stöße den Wert 50000. Da in Luft 4 Stickstoffmoleküle auf 1 Sauerstoffmolekül kommen, so liefert diese Überlegung ganz gut die genannte Zahl der Zusammenstöße.

SPONER

Egon Schweidler. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 60. Über das Gleichgewicht zwischen ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Vorgängen in der Atmosphäre. 2. Mitteilung. Wien. Ber. 128 [2a], 947—955, 1919, Nr. 6. Im ersten Teil der Arbeit (s. diese Ber. 1, 1499, 1920) hat der Verf. gezeigt, daß der normale Wiedervereinigungs koeffizient positiver und negativer Ionen zu klein ist, um das beobachtete Gleichgewicht zwischen Erzeugung von Ionen durch radioaktive Prozesse in der freien Atmosphäre und dem Verschwinden derselben zu deuten. In dem jetzt vorliegenden Teil II wird gezeigt, daß die Ionen scheinbar verschwinden (d. h. nicht mitgemessen werden) durch Anlagerung an Kondensationskerne. Das Gleichgewicht zwischen den so gebildeten langsamem Ionen verschiedener Masse und den normalen leichten Ionen wird berechnet und es ergibt sich, daß man bei Vorhandensein von vielen Absorptionskernen und schwacher Ionisierung die Ionisierungsstärke $q = \beta' n$ setzen darf, wo n die Anzahl der Ionen pro Kubikzentimeter und β' der Verschwindungskoeffizient ist. $\beta' h$ hängt in erster Annäherung nur von der Zahl der Adsorptionskerne ab und hat folgende nach dem im Teil I beschriebenen Verfahren gewonnene Werte:

im gelüfteten Zimmer (Innsbruck)	$21,8 \cdot 10^{-3}$ sec $^{-1}$
" geschlossenen geheizten Zimmer (Innsbruck)	$42,2 \cdot 10^{-3}$ sec $^{-1}$
in Seeham, durchlüftetes Zimmer	$16,6 \cdot 10^{-3}$ sec $^{-1}$
" " Holzhütte über Wasser	$19,1 \cdot 10^{-3}$ sec $^{-1}$

FRANCK

Albert W. Hull. The Motion of Electrons Between Coaxial Cylinders in a Uniform Magnetic Field. Phys. Rev. (2) 17, 539—540, 1921, Nr. 4. Es werden die Bewegungsgleichungen der Elektronen, die von einer Glühkathode ausgehen, für koaxiale Zylinder in einem homogenen Magnetfeld in Zylinderkoordinaten r, Θ, z aufgestellt und daraus die kritische magnetische Feldstärke berechnet, die genügt, um die Elektronen gerade noch den Auffangezylinder erreichen zu lassen. Für einen geraden Draht als Kathode längs der Achse einer zylindrischen Anode findet der Verf. für das kritische magnetische Feld den Ausdruck

$$H = \sqrt{8 \frac{m}{e} \frac{V^{1/2}}{R}}.$$

Ist der äußere Zylinder Kathode und der innere Anode (spiralartig gewundener Draht als Kathode mit einem Draht als Anode in seiner Achse), so gilt

$$H = \frac{r_0}{R^2} \sqrt{\frac{8m}{e} V + 2 \frac{mv_0}{eR}}.$$

Sind die Radien beider Zylinder groß gegen ihre Entfernung d voneinander (ebene parallele Platten), so gilt für die zwischen den Zylindern liegende Spannung

$$V = H^2 \frac{e}{2m} d^2 + Hv_0 d - \frac{u_0^2}{2e/m}.$$

Näherungsweise wird im Falle eines geraden Drahtes als Kathode und konzentrischer zylindrischer Anode für den Weg eines Elektrons unter der Annahme, daß die Raumladungsverteilung mit und ohne Magnetfeld die gleiche ist, der Ausdruck gefunden

$$r = R (\sin \frac{2}{3} \Theta)^{2/3}. \quad \text{SPONER.}$$

Paul D. Foote and F. L. Mohler. Inelastic Collisions of Electrons in Vapors of Certain Compound Molecules. Phys. Rev. (2) **17**, 394, 1921, Nr. 3. [S. 1137].
FRANCK.

Frank Horton and Ann Catherine Davies. Critical Electron Velocities for the Production of Luminosity in Atmospheric Neon. Phil. Mag. (6) **41**, 921—940, 1921, Nr. 246. [S. 1136.]
FRANCK.

H. D. Smyth and K. T. Compton. The effect of fluorescence and dissociation on the ionizing potential of iodine vapor. Phys. Rev. (2) **16**, 501—513, 1920, Nr. 6. [S. 1137.]
FRANCK.

Georges Déjardin. Ionisation de l'argon par des électrons lents. C. R. **172**, 1847—1850, 1921, Nr. 22. [S. 1137.]
FRANCK.

Oswald Blackwood. The Existence of Homogeneous Groups of Large Ions. Phys. Rev. (2) **15**, 544, 1920, Nr. 6. Den Inhalt bildet ein kurzes Referat über den Versuch, homogene Gruppen langsamer Ionen nachzuweisen, wenn die Ionen durch Zerstäuben von Wasser erzeugt werden. Das Resultat war, daß sich keine ausgezeichneten Werte der Beweglichkeit ergaben, vielmehr eine kontinuierliche Verteilung von Beweglichkeiten über einen großen Geschwindigkeitsbereich.
FRANCK.

T. R. Wilkins. Multiple Valency in the Ionization by Alpha Rays. Phys. Rev. (2) **17**, 404, 1921, Nr. 3. Es wird mit Millikans Öltropfenapparatur zur e -Bestimmung untersucht, ob sich, wie Millikan für eine Reihe von Gasen festgestellt hat (s. diese Ber. **2**, 326 u. 327, 1921), durch Bestrahlung mit α -Strahlen in allen Gasen primär nur einwertig geladene Ionen bilden. Die Bestimmung geschieht, indem beobachtet wird, wie groß der Ladungszuwachs oder -verlust ist, den ein Ölträpfchen beim Einfangen von Ionen erleidet. Es ergab sich dabei, daß in Helium bis zu 15 Proz. doppeltgeladene Ionen eingefangen werden.
FRANCK.

Otto Koppius. A Comparison of the Thermionic and Photoelectric Work Function from Platinum. Phys. Rev. (2) **17**, 395—397, 1921, Nr. 3. Nach der Theorie von Richardson kann man aus der Sättigungsstromstärke und der Temperatur einer Glühkathode die Austrittsarbeit eines Elektrons aus einem gegebenen Material berechnen. In gleicher Weise läßt sich diese Arbeit aus der Grenzwellenlänge von Licht, die bei Bestrahlung einer Kathode gerade noch einen Photoeffekt bewirkt, nach der Einsteinschen Gleichung für die Lichtelektrizität bestimmen.

Der Verf. versucht diese zwei Werte an einem Platindraht unter den gleichen Bedingungen zu vergleichen. Er findet bei reinem Platin für den lichtelektrischen Prozeß 4,80 Volt, während Wilson für die glühelektrische Emission 5,0 Volt angibt. Bei oxydbedeckten Elektroden läßt sich keine von der Temperatur unabhängige Grenzwellenlänge feststellen, obgleich die glühelektrischen Versuche für eine definierbare Austrittsarbeit sprechen.

FRANCIS

Edgar Meyer. Über die Beeinflussung des Funkenpotentials in Luft durch geringe Verunreinigungen. Ann. d. Phys. (4) 65, 335—368, 1921, Nr. 12. In einer früheren Arbeit hat der Verf. (siehe diese Berichte 1, 1032, 1920) untersucht, welchen Einfluß kleine Mengen von CO_2 , Hg- und Wasserdampf auf das Funkenpotential in Luft haben. Er fand, daß CO_2 , in geringem Prozentsatz der Luft beigegeben, keinen merklichen Einfluß auf das Funkenpotential hat, während er für Hg- und Wasserdampf eine Erhöhung des Funkenpotentials feststellte. In der vorliegenden Arbeit wurden diese Untersuchungen fortgesetzt und durch sehr sorgfältige Messungen festgestellt, daß die zeitlichen Änderungen des Funkenpotentials in einer abgeschlossenen Glasapparatur nicht auf Verunreinigungen von CO_2 , Hg-Dampf oder P_4O_6 zurückzuführen sind, sondern in Änderungen des Wasserdampfgehaltes ihrer Ursache haben, indem alkalihaltiges Glas, wenn es mit feuchter Luft in Verbindung gestanden hat, sich mit einer Wasserhaut überzieht, die als Quelle für die zunehmende Feuchtigkeit anzusehen ist. Der große Einfluß so geringen Wasserdampfgehaltes auf das Funkenpotential ist nach der Townsendschen Theorie kaum zu verstehen. Der Verf. vermutet einen Einfluß der Natur der Elektroden auf das Funkenpotential, indem die daraus sitzende Wasserhaut den Effekt eventuell hervorrufen könnte. Durch eine starke Elektronenaffinität des Wasserdampfes sind die Ergebnisse anscheinend allein nicht zu deuten. Weitere Messungen sind im Gange, um unter Berücksichtigung der angegebenen Fehlerquellen möglichst genaue Funkenpotentiale in verschiedenen Gassen zu bestimmen.

SPONER

Hildegard Stücklen. Über den Einfluß von Wasserdampf auf das Funkenpotential. Ann. d. Phys. (4) 65, 369—377, 1921, Nr. 12. Es wurde untersucht, ob die zeitliche Änderung des Funkenpotentials auf Wasserdampf zurückzuführen ist, der von den Glaswänden der Apparatur abgegeben wird. Zu diesem Zweck wurde das Glas mit siedendem Wasser behandelt, um ihm seine hygroskopischen Eigenschaften zu nehmen. Es wurde dann festgestellt, daß bei Weglassen des mit P_2O_5 gefüllten Trockengefäßes das Funkenpotential im Laufe von Tagen zwar noch fällt, daß es aber viele Stunden fast konstant bleibt, wenn die Apparatur nach der Wasserbehandlung einige Tage lang mit angeschaltetem P_2O_5 -Rohr gut evakuiert wird. Die Verf. gibt noch an, daß man schnell reproduzierbare Werte für das Funkenpotential erhält, wenn die Glasgefäße nach dem Auskochen nicht mit P_2O_5 , sondern mit CaCl_2 getrocknet werden, das durch längeres Stehen an der Luft etwas Wasserdampf aufgenommen hat.

SPONER

Wilhelm Mathiesen. Untersuchungen über den elektrischen Lichtbogen insbesondere über den unter Druck befindlichen. Mit 110 Abbildungen und 30 Zahlentafeln im Text. 210 S. Leipzig, Kommissionsverlag von E. Haberland, 1921 [S. 1173.]

H. KOSTER

A. D. Fokker. Stationaire elektronenbewegingen zonder stralingsweerstand. Physica 1, 107—109, 1921, Nr. 4. [S. 1127.]

A. SMEKAL

Franz Rother. Über die Technik der Kathodenerstäubung. D. Optische Wochenschr. 7, 578—581, 1921, Nr. 32. [S. 1123.]

BERNDT

Hans Th. Wolff. Über die Abhängigkeit der Reichweite der α -Strahler von der Anzahl der Bestandteile ihrer Atomkerne. Phys. ZS. 22, 352—353, 1921, Nr. 12. [S. 1139.]

MEITNER.

Hermann Behnken. Strahlenqualität und Spannung bei der Coolidge-Röhre. ZS. f. techn. Phys. 2, 153—160, 1921, Nr. 6. Die Arbeit zeigt an einer Reihe von Beispielen die praktische Anwendung einer Formel, die der Verf. in einer früheren Arbeit mitteilte und die die spektrale Energieverteilung einer Glühkathoden-Röntgenröhre in ihrer Abhängigkeit von der an der Röhre liegenden Spannung mit guter Annäherung zu berechnen gestattet (vgl. diese Ber. 2, 561—582, 1921, Heft 10). In graphischen Darstellungen wird folgendes veranschaulicht:

1. Die spektrale Energieverteilung bei verschieden hoher konstanter Gleichspannung bis zu 70 kV.
2. Das Anwachsen der Gesamtstrahlung mit wachsender konstanter Gleichspannung.
3. Das Anwachsen des Wirkungsgrades der Röntgenröhre unter den gleichen Bedingungen.
4. Die spektrale Verteilung der pro Volumeneinheit an der Oberfläche eines bestrahlten Al-Körpers in der Zeiteinheit absorbierten Strahlungsenergie („Dosisleistung“) bei verschiedenen Spannungen.
5. Das Anwachsen der gesamten spektral unzerlegten Dosisleistung mit der Spannung.
6. Der Verlauf der gleichen Größe wie 5., bezogen auf die Einheit der zugeführten Leistung.
7. Die spektrale Verteilung der Dosisleistung im Innern eines bestrahlten Al-Körpers in verschiedenen Tiefen beim Betrieb der Röhre mit einer konstanten Gleichspannung von 70 kV.
8. Die Abnahme der spektral unzerlegten Dosisleistung mit wachsender Tiefe unter den gleichen Bedingungen im gewöhnlichen und im logarithmischen Raster.
9. Der Unterschied der spektralen Energieverteilung und des Wirkungsgrades, je nachdem ob die Röhre mit konstanter oder zerhackter Gleichspannung, mit sinusförmiger Wechselspannung oder gleichgerichteter Sinusspannung oder mit Induktorimpulsen betrieben wird. In Übereinstimmung mit experimentellen Befunden von A. Dauvillier (vgl. diese Ber. 1, 1599—1600, 1920) als günstigste Spannungsform die konstante Gleichspannung, als ungünstigste den Induktorimpuls. Dazwischen liegt die sinusförmige Spannung.

BEHNKEN.

Maurice de Broglie. Sur les spectres corpusculaires des éléments. C. R. 172, 274—275, 1921, Nr. 5. Bei der Bestrahlung von Materie mit Röntgenstrahlen entstehen außer der Fluoreszenzröntgenstrahlung auch lichtelektrische Elektronen hoher Geschwindigkeiten. Der Verf. untersucht nach dem Vorgang von Rutherford, Rawlinson und Robinson sowie von Kang-Fu-Hu die Geschwindigkeitsverteilung dieser Elektronen nach der Methode der magnetischen Ablenkung. Bestrahlt werden die Elemente von Mo (Atomzahl 42) bis Ba (Atomzahl 56). Das magnetische Spektrum zeigt Banden mit scharfem Kopf am Ende der schwächeren Energie. Für den Bandenkopf gilt die Beziehung $\frac{1}{2}mv^2 = h \cdot \nu$, wo unter v die Geschwindigkeit der Elektronen und unter ν die K -Absorptionsfrequenz des betreffenden Elementes verstanden ist. Anscheinend sind noch andere Banden vorhanden. Doch ist dies nicht sicher.

BEHNKEN.

Louis de Broglie. Sur l'absorption des rayons de Röntgen par la matière. C. R. 171, 1137—1139, 1920, Nr. 23. Unter der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeit für die Rückkehr eines Atoms aus dem erregten Zustand in den normalen proportional der Energiedifferenz zwischen diesen beiden Zuständen ist, wird mit Hilfe von

thermodynamischen Betrachtungen über das Gleichgewicht zwischen Atom und Strahlung für den Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen die Formel abgeleitet:

$$\mu_{\text{at}} = \text{const } \lambda^3 \sum_p E_p^2.$$

Hierin bedeutet E_p die Energiedifferenz zwischen normalem und erregtem Zustand und die Summe ist zu erstrecken über alle Absorptionsgrenzen, deren Wellenlänge kleiner ist als λ . Die Formel erlaubt, die Größe der einzelnen Absorptionssprünge zu berechnen, und der Verf. erhält, indem er für die E_p dem Bohrschen Atommodell entsprechende Werte einsetzt, für die Größe dieses Sprunges für die K - und die drei L -Grenzen mit der Erfahrung übereinstimmende Zahlen.

Der Verf. kommt ferner zu der Folgerung, daß auch im Röntgenspektrum jeder Emissionslinie eine Absorptionslinie entsprechen müsse und gibt eine Formel für die Linienbreite, nach welcher diese Breite umgekehrt proportional der absoluten Temperatur sein muß.

G. HERTZ

A. Dauvillier. Sur le principe de combinaison et les raies d'absorption dans les spectres de rayons X. C. R. 173, 35—38, 1921, Nr. 1. [S. 1168.] A. SMEKAL

A. Dauvillier. Sur la structure de la série L. C. R. 172, 915—917, 1921, Nr. 15 [S. 1169.] BEHNKEN

O. v. Auwers. Magnetismus und Atombau. Jahrb. d. Radioakt. 17, 181—229 1921, Nr. 3. Der mit bemerkenswerter Sachkenntnis und reichen Literaturnachweisen (es sind 223 Veröffentlichungen der verschiedensten Autoren benutzt) verfaßte Aufsatz gibt einen Überblick über die im Verlauf der letzten Jahrzehnte gemachten Fortschritte sowohl in der Aufstellung von Theorien über den Zusammenhang zwischen den magnetischen Vorgängen und der Konstitution der Materie als auch in der Gewinnung von einwandfreiem Beobachtungsmaterial zur Prüfung dieser Theorien. Der Aufsatz gliedert sich in drei Abschnitte, von denen der erste die Elektronentheorie des Dia-, Para- und Ferromagnetismus und die Magnetonenentheorie namentlich auf Grund der Arbeiten von Langevin, Weiss und Gans sowie ihrer zahlreichen Mitarbeiter bzw. Gegner behandelt, während der zweite Abschnitt die Arbeiten umfaßt, welche den Zusammenhang zwischen den chemischen und den magnetischen Eigenschaften der Stoffe zu ergründen suchen und die jetzt schon gezeigt haben, daß nicht nur die Kenntnis der chemischen Zusammensetzung gewisse Schlüsse auf die Magnetisierbarkeit der in Betracht kommenden Stoffe gestattet, sondern daß auch umgekehrt die magnetischen Eigenschaften in vielen Fällen zur Klärung der chemischen Konstitution der Materie beitragen können. In Betracht kommen hierbei hauptsächlich die Arbeiten von Tammann, Pascal, Wedekind, Honda, St. Meyer, Rosenbohm u. a. In einem Anhang zu diesem Teil wird eine kurze, aber sehr vollständige Übersicht über die magnetischen Eigenschaften der wesentlichsten aller bisher untersuchten binären Verbindungen gegeben, während sich der dritte Teil mit der Besprechung der Untersuchung der ternären und quaternären Systeme befaßt, die unter dem Namen „Heuslersche Legierungen“ bekannt sind und deren eingehendem Studium sich bekanntlich hauptsächlich das physikalische Institut von Marburg unter Leitung von Riehacz unterzogen hat, so daß durch die zahlreichen und eingehenden Untersuchungen, namentlich von Take u. a., die außerordentlich verwickelten Erscheinungen auf diesem Gebiet wenigstens bis zu einem gewissen Grade geklärt werden konnten. Da die Literatur über dies ganze umfangreiche Gebiet weit zerstreut und zum Teil nur schwer zugänglich ist, wird der Aufsatz zahlreichen Interessenten besonders willkommen sein.

GUMlich.

A. Press. Om Operators and Hysteresis Harmonics. Electrician 86, 72—73, 1921, Nr. 2226. GUMLICH.

F. E. Hackett. The twist and magnetization of a steel tube in a spiral magnetic field. Scient. Proc. Dublin Soc. (N. S.) 15, 415—430, 1918, Nr. 33. Die Versuche betreffen den sogenannten „Wiedemann-Effekt“, d. h. die Verdrehung, welche ein ferromagnetischer Zylinder durch die gleichzeitige Wirkung eines longitudinalen und eines kreisförmigen Feldes erleidet. Als Probekörper diente ein zylindrisches Stahlrohr von 95 cm Länge, 6 mm mittlerem Durchmesser und 0,87 mm Wandstärke, das sich in einer 121 cm langen Spule von hinreichend gleichmäßiger Feldverteilung befand; das kreisförmige Feld wurde durch einen Stromleiter in der Achse des Rohres erzeugt. Zur Bestimmung der Verdrehung wurde das von Beugungskreisen durchzogene Bild eines Kollimatorspaltes, das von einem mit dem Rohr verbundenen Spiegel auf eine Glasskala geworfen wurde, mit der Lupe beobachtet; die Meßgenauigkeit war ziemlich beträchtlich.

Um den störenden Einfluß der Hysterese zu vermeiden, benutzte der Verf. die von Steinhaus und Gumlich angegebene Anordnung der hysteresefreien Magnetisierung, welche dann eintritt, wenn über das magnetisierende Gleichfeld noch ein Wechselfeld von abnehmender Größe gelagert wird. Nach Knott (Trans. Roy. Soc. Edinb. 35, 388) gilt für die Verdrehung ϑ die Beziehung: $\vartheta = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \cdot l \sin 2\alpha/r$; hierbei ist ε_1 die Verlängerung in Richtung der — hier spiralförmigen — Kraftlinien, ε_2 die Verkürzung normal zu diesen, l die Länge, r der mittlere Radius des Rohres und α der Neigungswinkel der Feldrichtung, der durch die Beziehung $\tan \alpha = \mathcal{H}/F$ gegeben ist; hierin bezeichnet \mathcal{H} die Stärke des longitudinalen und F diejenige des zirkulären Feldes. Sorgt man also dafür, daß das resultierende Feld konstant bleibt, dann würde sich hiernach ϑ proportional $\sin 2\alpha$ ändern müssen. Dies hat sich auch sehr angenähert ergeben, namentlich für niedrige Feldstärken, während für höhere mehr oder weniger starke Abweichungen eintraten, die der Verf. namentlich auf die Ungleichmäßigkeit des magnetischen Feldes infolge der entmagnetisierenden Wirkung der Röhrenenden zurückführt. Diese Fehlerquelle ist auch durch die Verwendung des Entmagnetisierungsfaktors N nach der Beziehung $\mathcal{H} = \mathcal{H}' - N/J$, den der Verf. aus dem Anstieg des aufsteigenden Astes der hysteresefreien Kurve für niedrige Feldstärken ableitet, nicht völlig zu beseitigen, da ja N nicht, wie beim Ellipsoid, konstant ist, sondern von der Magnetisierungsintensität J abhängt. Auch der Mangel an magnetischer Gleichmäßigkeit des Rohres machte sich bei den Versuchen störend bemerkbar. GUMLICH.

Rudolf Ruer. Zur Kenntnis der Eisen-Kohlenstofflegierungen. ZS. f. anorg. Chem. 117, 249—261, 1921, Nr. 4. [S. 1140.] BERNDT.

E. Wilson. Magnetic Susceptibility of Low Order. Electrician 86, 298—299, 1921, Nr. 2234. Hinweis auf Vorlesungen von Prof. Wilson über Rennung von Erzen auf magnetischem Wege (magnetische „Separatoren“). GUMLICH.

H. Chipart. Actions mutuelles (apparentes) d'aimants et courants plongés dans un liquide magnétique. C. R. 172, 589—591, 1921, Nr. 10; 172, 750—753, 1921, Nr. 12. Auf theoretischem Wege leitet der Verf. für die gegenseitige Wirkung von Magneten und Stromleitern, die in eine unbegrenzte Flüssigkeit von der konstanten Permeabilität μ getaucht sind, die Regel ab, daß man zunächst die Rechnung unter der Annahme durchzuführen hat, daß sich dieselben Körper im leeren Raum befinden und μ mal kleinere permanente Magnetisierung und Permeabilität besitzen;

die erhaltenen Ergebnisse hat man dann mit μ zu multiplizieren. Auf Grund dieser Regel werden in der zweiten Abhandlung einige allgemeinere Beispiele behandelt, von denen spezielle Fälle bereits durch Rechnungen von Maxwell und anderen bekannt waren.

GUMLICH.

H. Chipart. Sur les homologues d'un aimant permanent uniformément aimanté. Loi de l'ellipsoïde. C. R. 172, 960—962, 1921, Nr. 16. GUMLICH.

S. Chapman. Molecular and Cosmical Magnetism. Nature 106, 407—408, 1920, Nr. 2665.

S. J. Barnett. Molecular and Cosmical Magnetism. Nature 107, 8—9, 1921, Nr. 2679.

S. Chapman. Molecular and Cosmical Magnetism. Nature 107, 9, 1921, Nr. 2679. Chapman hält Barnetts Theorie der Magnetisierung durch Rotation, namentlich in bezug auf kosmische Verhältnisse, für verbessерungsbedürftig, läßt sich aber durch die Ausführungen von Barnett überzeugen, daß ihre Ansichten nur in nebensächlichen Punkten auseinandergehen.

GUMLICH.

Heinrich Pauli. Zur Theorie der Messungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen an zwei magnetisch gekoppelten Kreisen. Diss. Hamburg 1920. 30 S. Jahrb. f. drahtl. Telegr. 17, 322—349, 1921, Nr. 5. Ann. d. Phys. (4) 65, 274—288, 1921, Nr. 11. Verf. entwickelt in strenger Form das Gleichungssystem, welches bei zwei durch Selbsterregung ungedämpft schwingenden, magnetisch gekoppelten Kreisen für den „eingeschwungenen“ Zustand die Grundgrößen und die angelegte elektromotorische Kraft verknüpft mit den Stromamplituden und der Phasenverschiebung der entstehenden Schwingungen. Es ergibt sich unter anderem, daß schon bei einem Kreise die ideale Eigenfrequenz nur entsteht bei phasenreiner Selbsterregung. Es wird nunmehr gezeigt, wie unter dieser Voraussetzung Frequenz- und Amplitudenverhältnis der entstehenden Schwingungen abhängen von drei aus den Grundgrößen der beiden Kreise zweckmäßig zusammengesetzten Rechengrößen, dem Verstimmungs-, Dämpfungs- und Kopplungsmaß. Geeignete Eliminationen führen zu zahlreichen Verknüpfungen zwischen diesen meßtechnisch wichtigen Größen. Zwischen Amplitudenverhältnis und Frequenz ergibt sich dabei eine Beziehung, die nur noch die Verstimmung enthält, so daß bei bekannter Verstimmung sich zu einem auf Frequenzbeobachtung beruhenden Verfahren stets ein Amplitudenverfahren finden lassen muß. Höchstens für Spezialfälle jedoch eignen sich die aufgestellten strengen Beziehungen unmittelbar zur Grundlage neuer Meßverfahren, meist muß man sich angegebener Näherungen bedienen, für deren Genauigkeitsgrad vor allem die Dämpfung maßgebend ist. Die gewonnenen Ergebnisse werden auf Meßverfahren bei Abstimmung (Frequenzvergleichung, Dämpfungs- und Kopplungsmessung), auf solche mit kurzgeschlossener Sekundärspule und solche bei halbem Resonanzausschlag (Dämpfung) angewendet, was neben Einschränkungen und Erweiterungen bekannter zur Aufstellung neuer Meß- und Schaltungsverfahren führt, z. B. für Abstimmung bei fester Kopplung, zur Messung sehr loser Kopplungen, zur Dämpfungsmessung aus dem Frequenzverlauf.

SÄNGEWALD.

Otto Emersleben. Freie Schwingungen in Kondensatorkreisen. Phys. ZS. 22, 393—400, 1921, Nr. 14. Es wird das Verhalten eines einfachen Thomsonkreises für den Fall untersucht, daß der Widerstand oder die Kapazität periodischen Veränderungen unterworfen wird. Dies geschieht z. B. bei der drahtlosen Telefonie durch Besprechen eines gewöhnlichen Mikrophons oder eines sogenannten Kondensatormikrophons. Zur Berechnung des Einflusses dieser Veränderungen werden in

der Differentialgleichung für die Ladung Q der Widerstand R als Funktion der Zeit $R(t) = R_0(1 + k \sin \omega t)$, wo $0 < k < 1$, und ebenso die Kapazität C eingesetzt. Ist die Frequenz, mit der die Kapazität geändert wird, sehr klein gegen die Eigenfrequenz: $\omega^2 \ll (2\omega)^2$ und ist der Widerstand des Kreises klein genug: $R_0^2 \ll \frac{4L}{C_0}$, dann treten Schwingungen der Frequenz ω auf, der sich langsamere mit der Frequenz ω überlagern. Die Amplitude gleich der Hochfrequenzschwingungen führt also selbst Schwingungen aus, deren Amplitude dem $k/4$ fachen der Gesamtamplitude der Hochfrequenz ist. Wesentlich ist, daß die Änderung der Amplitude der Hochfrequenzschwingungen ein getreues Abbild der Kapazitätsänderung ist und der Maßstab der Verkleinerung von der Sprechfrequenz ω und den Größen des Stromkreises unabhängig ist.

Bei einer Widerstandsänderung sind die Verhältnisse nicht so einfach. Auch hier schwankt die Amplitude der Hochfrequenz, und zwar um den Betrag

$$-\frac{R_0}{2L} \int_0^t f(x) dx.$$

Es tritt also einmal eine Maßstabänderung im Verhältnis von Widerstand zur Selbstinduktion des Kreises ein und weiterhin infolge des Integrals eine Verzerrung, die bei großen Frequenzunterschieden sehr erheblich sein kann. Wirken z. B. auf den Widerstand zwei sinusförmige Schwingungen ein, von denen die eine die n fache Frequenz der anderen besitzt, dann kommt die erste nur $1/n$ mal so stark zur Geltung wie die zweite.

LÜCKE.

Gustav Benischke. Resonanzspule, Dissonanzspule, Löschtransformator. Elektrot. ZS. 42, 695–697, 1921, Nr. 26. Tritt in einem Drehstromnetz, bei dem jeder Zweig eine Kapazität C gegen Erde und außerdem eine Selbstinduktion L_m und einen Widerstand w_m des Stromerzeugers enthält, ein Erdschluß über den Widerstand w_e auf, so ist die Phasenverschiebung des Erdschlußstromes gegen die Sternspannung

$$\text{gleicht } \tan \varphi_e = \frac{2\omega L_m - \frac{1}{\omega C}}{2w_m + w_e}. \quad \text{Da in fast allen in Betracht kommenden Fällen}$$

$\frac{1}{\omega C}$ größer als $2\omega L_m$ ist, wird gewöhnlich der Erdschlußstrom eine voreilende wattlose Komponente haben. Der Erdungsstrom wird dadurch vermindert, daß diese voreilende Komponente durch eine nacheilende ausgeglichen wird, die durch eine zwischen Neutralpunkt und Erde eingeschaltete Drosselpule erzeugt wird. Die Selbstinduktion L_d dieser Erdschlußspule berechnet sich zu: $\omega L_d = \frac{1}{3\omega L} - \frac{5}{3}\omega L_m$. Vernachlässigt man die Selbstinduktion L_m des Stromerzeugers, so erhält man den von Petersen angegebenen Wert.

Ist kein Erdschluß vorhanden, so sind die Kapazitäten C und die Selbstinduktion L_d in Serie geschaltet. Man hat deshalb bisher Spannungsresonanz erwartet für: $\omega L_d = \frac{1}{\omega C}$ bzw. $\omega L_d = \frac{1}{3\omega C}$. Diese Beziehung ist nur bei einzelnen nicht gekoppelten Kreisen richtig; hier handelt es sich jedoch um magnetisch gekoppelte Stromkreise, die durch ihre gegenseitige Induktion Rückwirkungen aufeinander bedingen. Jetzt ist die Bedingung für Spannungsresonanz: $\omega L = \frac{1}{\omega C(1-k)}$, wo ωk den Kopplungsfaktor bedeutet. Dieser liegt bei gewöhnlichen Transformatoren nahe bei 1, während

er bei Maschinen einen kleineren Wert hat, aber noch so groß ist, daß die Resonanz der Grundfrequenz nur bei Werten von L_d auftreten kann, die weit über dem zum Ausgleich der wattlosen Komponente erforderlichen Wert liegen; auf diese Weise ist die Gefahr der Spannungsresonanz für die Grundfrequenz praktisch ausgeschlossen. Ein als „Lösctransformator“ bezeichneter Transformator wird als regelbare Erdungsdrosselpule benutzt, und zwar wird durch den Strom und die Phasenverschiebung im Sekundärkreis die wattlose Komponente im Primärkreis geändert. Die Resonanz wird durch die Benutzung eines solchen Transformators noch weiter hinausgeschoben, da er ein gekoppeltes System mit einem Kopplungsfaktor von nahezu 1 darstellt und somit seine Scheu vor Resonanz groß ist.

LÜCKE

L. C. Jackson. On the Theory of the Oscillations in Three Coupled Electric Circuits. Phil. Mag. (6) **42**, 35—46, 1921, Nr. 247. Die Differentialgleichungen für die Schwingungen dreier Kreise, von denen Kreis 1 mit 2, 2 mit 3 und 3 mit 1 gekoppelt sind, werden aufgestellt. Das Problem erfordert die Lösung einer kubischen Gleichung, die die Quadrate der Eigenschwingungen enthält. Die Lösungen ergeben dann, daß in jedem der drei Kreise die EMK und der Strom aus drei gedämpften Schwingungen bestehen, deren Dämpfungen und Frequenzen aus der Kopplung und den übrigen elektrischen Konstanten in der angegebenen Weise berechnet werden können. Gewöhnlich sind die Amplituden und die Phasenwinkel dieser drei Schwingungen in allen drei Kreisen verschieden. Nach Festlegung der Integrationskonstanten für die Anfangsbedingung, daß zur Zeit $t = 0$ nur im Kreis 1 ein Strom fließen soll, werden einige Spezialfälle behandelt:

1. Der Ohmsche Widerstand ist in allen Kreisen klein, Kreis 2 und 3 sind in jeder Hinsicht identisch, auch die Kopplungen zwischen 1 und 2 und zwischen 1 und 3 sind gleich. Die Schwingungen sollen ungedämpft sein. Man erhält dann drei Schwingungen in jedem Kreise.

2. Alle drei Kreise sind gleich und ungedämpft, alle Kopplungen gleich. Es werden in diesem Falle nur zwei Schwingungsfrequenzen in den gekoppelten Kreisen auftreten.

3. Wird im Falle 2 die Kopplung zwischen den drei Kreisen gleich Null angenommen, so erhält man nur eine Schwingung im Kreise 1.

LÜCKE

H. Rosenberg. Sternphotometrie mit Photozelle und Verstärkerröhre. Die Naturwissenschaften **9**, 359—365, 389—394, 1921, Nr. 19 und 20. [S. 1171]. C. MÜLLER.

F. Bremer. Drei Versuche über oszillatorische Entladungen. ZS. f. phys. Unterr. **34**, 126—128, 1921, Nr. 3. [S. 1122.] SCHWERDT.

Ludwig Bergmann. Eine Bemerkung zum Röhrensummer. ZS. f. phys. Unterr. **34**, 128, 1921, Nr. 3. [S. 1123.] SCHWERDT.

O. Maass and C. H. Wright. A variable resistance. Journ. Amer. Chem. Soc. **43**, 1179, 1921, Nr. 5. [S. 1122.] SCHWERDT.

John R. Carson. Propagation of Periodic Currents over Non-Uniform Lines. Electrician **86**, 272—273, 1921, Nr. 2233. Es wird die Fortpflanzung sinusförmiger Wechselströme auf einer Leitung untersucht, deren elektrische Konstanten (Widerstand, Kapazität usw.) längs der Leitung veränderlich sind. Man kann auch hier (in formaler Analogie zur Theorie der inhomogenen unsymmetrischen Leitungen) zwei Wellenwiderstände und einen Fortpflanzungskoeffizienten definieren, doch sind diese Größen jetzt Funktionen der Leitungslänge. Sie lassen sich durch ein konvergentes Verfahren ermitteln, das nur Integrationen erfordert, also auch unstetige

Änderungen der elektrischen Größen längs der Leitung zuläßt. — Für den Fall, daß Widerstand usw. längs der Leitung nur geringe Abweichungen vom Mittelwert zeigen, werden besondere Formeln entwickelt. SALINGER.

J. Teichmüller. Die Berechnung der Leitungen auf der Grundlage von vier Grundgrößen. Elektrot. ZS. 42, 780—784, 790—792, 1921, Nr. 29 u. 30. In einer Reihe von früheren Abhandlungen (diese Ber. 1, 770, 1920) hat der Verf. sich eingehend mit den vier Grundgrößen für die Leitungsberechnung befaßt. Die vorliegende Schlußabhandlung gibt eine Zusammenfassung und führt zur Aufstellung einer allgemeinen Formel für den Leitungsquerschnitt, die je nach Einsetzung der entsprechenden Variablen für alle Leitungen gilt; für diese Variablen, die sogenannten Artfaktoren, werden tabellarische Übersichten gegeben. Als Grundsatz für die Berechnungen gilt, daß die Einwirkung der Leitung auf den einzelnen Verbraucher unmerklich sein soll; demgemäß wird der Stromkreis des einzelnen Verbrauchers als geschlossenes Ganzes betrachtet. Durch die eingehenden Untersuchungen des Verf. wird nunmehr in vielen Fällen eine zuverlässige Leitungsberechnung möglich sein.

BOEDEKER.

Reinhold Rüdenberg. Über den räumlichen Verlauf von Erdschlußströmen. Elektrot. ZS. 42, 847—848, 1921, Nr. 31. Verf. berechnet den räumlichen Verlauf des Erdschlußstromes in der Umgebung des Mastes; daraus ergibt sich die sogenannte Schrittspannung, d. h. die Spannung, die der Weite eines menschlichen Schrittes entspricht; sie kann in der Nähe des Mastes weit über 100 Volt betragen; von ihr ist die Gefährdung eines Menschen abhängig. Unter Vernachlässigung des Körperwiderstandes kann je nach Beschaffenheit des Erdbodens schon ein Erdungsstrom von wenigen Ampere Todesgefahr bewirken, da der Körperstrom bis zu 15 Proz. des Erdungsstromes erreichen kann.

Wesentlich vermindert wird die Gefahr durch Verbindung der Masten untereinander mittels eines Erdungsseiles. Der Höchstwert des Stromes in der Umgebung des schadhaften Mastes wird dadurch auf 8,6 Proz. des ganzen Erdungsstromes herabgesetzt, die Gefährdung somit auf weniger als ein Zehntel vermindert. BOEDEKER.

A. Blondel. Sur l'application de surveilleurs statiques répartis au réglage des lignes à haute tension. C. R. 172, 1326—1330, 1921, Nr. 22. Zur Kompen-sation von Phasenverschiebungen in Fernleitungen dienen im allgemeinen über- oder untererregte Synchronmotoren. Verf. gibt an, daß statt dessen statische Transformatoren sehr geeignet sind; die Primärwicklung wird zwischen zwei Leiter geschaltet, die Sekundärwicklung in Reihenschaltung in einen Leiter. Dadurch wird die Spannung erhöht und Phasenverschiebungen können kompensiert werden. Die umfangreiche Berechnung zeigt, daß für wechselnde Betriebszustände die Transformatoren variabel sein müssen; es ist auf Spannungsabfall, Phasenverschiebung und Stromstärke zu achten, da sonst die Kompensation unvollkommen wird. Verf. schlägt daher Transformatoren mit gegeneinander verschiebbaren Wicklungen vor. BOEDEKER.

A. Schwaiger. Über elektrische Isoliermaterialien. Helios 27, 293—298, 305—311, 317—322, 1921, Nr. 25, 26, 27. SCHEEL.

F. Kock. Hochspannungsisolatoren für Freileitungen. Helios 27, 73—78, 85—91, 97—102, 1921, Nr. 7, 8, 9. Der Verf. gibt einen ausführlichen Bericht über die theoretischen und praktischen Fortschritte, die in den letzten Jahren bei Hochspannungsisolatoren für Freileitungen erzielt wurden. Hierzu wurden die zugängliche Literatur und das von den Fabriken zur Verfügung gestellte Material benutzt. Be-

schrieben werden die Entwicklung der Hochspannungsisolatoren, die Grundsätze für ihre Konstruktion, die Feldverteilung, die Gewichtsverhältnisse, die Zerstörungerscheinungen an Stützisolatoren im Betriebe, neue Formen von Hängeisolatoren, die Prüfung und Überwachung von Isolatoren.

DIETERLE.

Weicker. Gesichtspunkte für die Wahl der Größe von Freileitungsisolatoren. *Helios* 27, 181—185, 1921, Nr. 16. Die Ansichten über die Höhe des erforderlichen Sicherheitsgrades für Freileitungsisolatoren gehen noch auseinander. Die Durchschlagsspannung muß unbedingt höher als die Überschlagsspannung sein. Oft ist die mechanische Beanspruchung, z. B. durch starke Leitungen, gefährlicher als die elektrische. Sodann spielen die jeweiligen Verhältnisse der betreffenden Kraftanlagen eine Rolle.

Als unwesentlich haben sich ergeben: Höhe der Luftfeuchtigkeit, Höhe der (gleichbleibenden) Temperatur, Stromverluste über die Oberfläche der Isolatoren, Überschläge bei Regen.

Von Einfluß sind: Überschläge bei feuchtem Schnee, Schwere und Häufigkeit von Gewittern, rasche große Temperaturschwankungen, Salzniederschläge durch Seewasser und Seeluft, Ruß-, Staub- und Schmutzniederschläge, besonders in der Nähe von chemischen Fabriken und Gruben, in großen Scharen auftretende Vögel, Abnahme der Überschlagsspannung in größeren Höhen wie Gebirgen, größere Gefährdung der Isolatoren an Eisenmasten bei eintretendem Erdschluß, dafür schwierigeres Auffinden von schleichenenden Isolationsfehlern bei Holzmasten, Verwendung von geerdeten Blitzschutzseilen.

Bei Ermittlung der Überschlagsspannung unter Regen wird im Laboratorium Leitungswasser verwendet. Durch seine größere Leitfähigkeit im Vergleich zu Regenwasser werden wesentlich niedrigere Spannungen gemessen, als im Betriebe auftreten. Nach allen Erfahrungen soll jedoch unter einer der betreffenden Spannung angepaßte Mindestgröße der Isolatoren nicht herabgegangen werden, besonders weil die Anlagekosten hierdurch nicht sehr beeinflußt werden. Dementsprechend sind auch die vom Verband Deutscher Elektrotechniker festgesetzten Normalgrößen für Spannungen bis 35 kV gewählt.

DIETERLE.

6. Optik aller Wellenlängen.

Ed. Guillaume. Graphische Darstellung der Optik bewegter Körper. *Phys. ZS.* 22, 386—388, 1921, Nr. 13. [S. 1126.] E. KRETSCHMANN.

M. Wolfke. Quanta lumineux d'Einstein et structure spatiale du rayonnement. *C. R. Soc. suisse de phys.* Bâle 1921. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 3, 320—323, 1921, Mai/Juni. [S. 1127.] A. SMEKAL.

M. Wolfke. Einsteinsche Lichtquanten und räumliche Struktur der Strahlung. *Phys. ZS.* 22, 378—379, 1921, Nr. 13. [S. 1127.] A. SMEKAL.

P. Gruner. Leitfaden der geometrischen Optik und ihrer Anwendungen auf die optischen Instrumente. 148 S. Bern, Paul Haupt, 1921. Das Buch bezweckt, den Studierenden, die sich auf den Geometerberuf vorbereiten, eine gute wissenschaftliche „Grundlage zum Verständnis der optischen Instrumente zu geben, ohne in alle die weitläufigen Einzelfragen der geometrischen Optik einzutreten“. Es werden im einzelnen behandelt: im ersten Kapitel (S. 5—16) die allgemeinen Beziehungen (Grundannahmen der geometrischen Optik, Einzelheiten zum Brechungsgesetz,

die optische bzw. kollineare Abbildung und die Abweichungen hiervon bei der wirklichen Abbildung); im zweiten Kapitel (S. 16—65) die Brechung und Spiegelung an Kugelflächen, und zwar A. im achsennahen Raum (S. 16—53), B. die physikalische Verwirklichung der optischen Abbildung (hierzu noch das fünfte Kapitel) und die dabei vorkommenden Abbildungsfehler, C. der Sonderfall der ebenen Flächen (S. 62—65); im dritten Kapitel (S. 66—76) die Strahlenbegrenzung (Blenden, Vergrößerung, Perspektive); im vierten Kapitel (S. 77—88) die photometrischen Gesetze und ihre Anwendung bei der optischen Abbildung; im fünften Kapitel (S. 88—97) Beziehungen aus der physikalischen Optik (Wellenlehre, Beugung); im sechsten Kapitel (S. 98—144) die optischen Instrumente (das Auge und das Sehen, die Linse als vergrößerndes Instrument, das photographische Objektiv, das Fernrohr, das Mikroskop).

Es seien einige Abweichungen von dem in der technischen Optik herrschenden Brauch und einige Unklarheiten genannt, die dem Berichterstatter aufgefallen sind: Die Festsetzung des Vorzeichens der dingseitigen Schnittweite (S. 18) und damit zusammenhängend des Vorzeichens der dingseitigen Brennweite, die Festsetzung des Vorzeichens von δy (in Abb. 13, S. 22), die Bemerkung über die Abbesche Theorie der kollinearen Abbildung (S. 15 unten), die Festsetzung des Öffnungsverhältnisses des photographischen Objektivs (S. 114) als p/f statt $2p/f$, die Bemerkung (S. 116) über die Bedeutung der sphärischen Aberration beim photographischen Objektiv, die Bemerkung (S. 99 unten) über die Fehler des Auges. Ein ausführliches alphabetisches Inhaltsverzeichnis wird besonders von dem Anfänger schmerzlich vermißt werden. ERFLE.

P. Werner. Eine optische Aufgabe zum Brechungsgesetz. ZS. f. phys. Unterr. 34, 128, 1921, Nr. 3. [S. 1124.] SCHWERDT.

G. Gouy. Sur les systèmes de prismes à arêtes parallèles. C. R. 172, 305—308, 1921, Nr. 6. Für ein System reflektierender und brechender Flächen, die sämtlich einer Vertikalen parallel sind, folgt, auch für anisotrope Medien, daß die Vergrößerung für ein horizontales Objekt dem Verhältnis der Breiten l_1 und l_2 vom eintretenden und austretenden Bündel gleich ist. Die auf die Horizontalebene projizierte Ablenkung Δ ist durch den Drehungswinkel β des Systems um eine Vertikalachse gegeben durch

$$\Delta = \left(\frac{l_1}{l_2} \pm 1 \right) \beta,$$

wobei das Vorzeichen durch die Anzahl der Reflexionen gegeben ist. Für $l_1 = l_2$ ist bei negativem Vorzeichen ein Minimum der Ablenkung und gleichzeitig Aufhebung des Astigmatismus vorhanden. Es ist möglich, ein Spektroskop mit zwei Prismen zu konstruieren, bei dem eines derselben fest, das andere in fester Verbindung mit dem beweglichen Beobachtungsrohr ist.

H. R. SCHULZ.

S. A. Willmott, C. E. Smith, a London Optician. The Direct Vision Spectroscopic. The Optician 61, 273—275, 1921, Nr. 1579. In den meisten Lehrbüchern ist der Strahlengang in einem mehrteiligen Gradsichtprisma nicht richtig dargestellt. Während die Teilbündel verschiedener Wellenlängen sich in den Prismen überschneiden, ist meist ein divergenter Verlauf wiedergegeben, ein Fehler, der auch im Text nicht berichtigt wird.

H. R. SCHULZ.

L. P. Sieg and A. T. Fant. The intrinsic intensity of light transmitted through a slit as a function of the width and depth of the slit and of the wave length of the light. Journ. Opt. Soc. America 5, 218—226, 1921, Nr. 3. Rayleigh hat für einen engen Spalt in einem unendlich dünnen undurchsichtigen Schirm die Polarisation des durchgelassenen Lichtes berechnet. Für einen „tiefen“

Spalt, der dadurch definiert wird, daß bei Einfall natürlichen Lichtes im durchgehenden polarisierten Licht der parallel zur größten Spaltausdehnung schwingende elektrische Vektor größer ist als der senkrecht zum Spalt schwingende, ist, wie Steward feststellte, starke Polarisation und Absorption vorhanden. Es ist der Lichtverlust experimentell an Spalten bestimmt worden, die aus zwei Endmaßen in der Weise gebildet wurden, daß die Meßflächen einander zugekehrt waren und eine der selben parallel zu sich selbst meßbar verschoben werden konnte. Die photometrisch gemessene Intensität, die von der Spaltweite w , der „Spalttiefe“ L und der Wellenlänge abhängig ist, ergab für $\lambda = 573 \mu\mu$ erst bei Spaltbreiten von mehr als 0,1 mm Unabhängigkeit von L , sowie bei $w = 0,02$ mm und $\lambda = 573 \mu\mu$ eine starke Abnahme mit wachsendem L .

Da eine strenge theoretische Behandlung wegen der nicht bekannten optischen Konstanten des Stahls und der mathematischen Schwierigkeiten nicht durchgeführt werden konnte, ist die Intensität unter gewissen einschränkenden Annahmen berechnet worden. Setzt man

$$a = \frac{\pi w}{\lambda} \cdot \sin \Theta,$$

wobei

$$\Theta = \operatorname{artg} \frac{m w}{L} \quad (m = 1, 2, 3 \dots)$$

und sind R_s und R_p die Reflexionskonstanten für senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht, so folgt

$$J = \frac{1}{0,9 \pi} \left\{ \sum_{i=0}^{i=m} \frac{\sin^2 a_i}{a_i^2} R_s^{(i)} + \sum_{i=0}^{i=m} \frac{\sin^2 a_i}{a_i^2} R_p^{(i)} \right\}.$$

Während in erster Näherung sich ergibt

$$J = \frac{1}{0,32 m^2} \{ 0,6 \cdot m + 1 + 0,6^m - 0,8 \cdot m - 1,6 \},$$

worin

$$m = \frac{8 \lambda L}{9 w^2}.$$

Für m ist der nächste ganzzahlige Wert zu wählen, der aus der letzten Formel sich ergibt. m darf nicht kleiner sein als 5.

H. R. SCHULZ.

W. W. Coblenz. Report on Instruments and Methods of Radiometry. Journ. Opt. Soc. America 5, 259—268, 1921, Nr. 3. Kurzer Bericht über die verschiedenen bekannten, zur Strahlungsmessung dienenden Instrumente und Methoden: Thermosäule, Bolometer, Mikroradiometer, Radiometer und über die wichtigsten Strahlungsquellen (der schwarze Körper wird nicht erwähnt). Für den Physiker nützlich ist ein Literaturverzeichnis, welches 63 Arbeiten enthält.

WESTPHAL.

Ch. Chéneveau et R. Audubert. Sur un néphélémètre. Journ. de phys. et le Radium (6) 2, 19—23, 1921, Nr. 1. Die Intensität J des durch ein getrübtes Medium durchgelassenen Lichtes ist als Funktion der Masse M des suspendierten Körpers gegeben durch die Formel

$$J = J_0 \left(1 - e^{-\frac{B}{M\beta}} \right),$$

wobei B und β Konstanten sind, die nur von der Natur des Körpers und der Wellenlänge abhängen.

Schwächt man die Intensität des Vergleichslichtes durch einen Neutralglaskeil, so ist

$$\frac{J'}{J_0} = e^{-ky}$$

und demgemäß, da die Dicke y des Keiles linear durch die Verschiebung x darstellbar ist, bei Beschränkung auf das erste Glied der Reihenentwicklung

$$x = b \cdot M - c.$$

Stellt man daher eine intensive Lichtquelle in der Brennebene einer Linse auf und läßt einen Teil des parallelen Strahlenbündels durch die zu untersuchende Lösung, einen anderen Teil durch einen Neutralglaskeil gehen, so sind nur die beiden Teile durch eine Prismenkombination zu leiten, um aus der zur Einstellung auf Gleichheit der Gesichtsfeldhälften notwendigen Verschiebung des Keiles auf die Menge suspenderter Substanz schließen zu können. Bei Mastix ist noch eine Menge M von 0,0008 g auf ein Liter mit 1 Proz. Genauigkeit meßbar, bei Silberchlorür 0,001 g mit 2 Proz. Genauigkeit.

H. R. SCHULZ.

L. R. Ingersoll. The Glarimeter, an Instrument for Measuring the Gloss of Paper. Journ. Opt. Soc. America 5, 213—217, 1921, Nr. 3. Nachdem bereits früher (Electrical Works 63, 645, 1914) ein Apparat zur Bestimmung des Glanzes von Papieren beschrieben worden war, ist nunmehr eine verbesserte Form des Instrumenten angegeben. Es besteht aus einer Lichtquelle, welche ein Bündel von begrenztem Raumwinkel auf das zu prüfende Papier sendet, und einer Vorrichtung zur Bestimmung des Verhältnisses der Intensitäten von natürlichem (D^2) und polarisiertem (S^2) Licht im reflektierten Bündel. Bei einem Einfallswinkel von $57,5^\circ$ ist das regelmäßige reflektierte Licht nahezu linear polarisiert und man kann durch ein Wollaston'sches Prisma das gesamte unter $57,5^\circ$ reflektierende Licht so zerlegen, daß die Teilbündel die Intensitäten $\frac{D^2}{2} + S^2$ und $\frac{D^2}{2}$ aufweisen. Mit einem Nicol, welches hinter dem Wollaston'schen Prisma drehbar angeordnet ist, läßt sich Gleichheit der Intensität beider Bündel einstellen, wobei

$$\left(\frac{D^2}{2} + S^2\right) \sin^2 a = \frac{D^2}{2} \cdot \cos^2 a$$

ist, also

$$\cos 2a = \frac{S^2}{D^2 + S^2}.$$

Der Glanzgrad wird am besten durch den Drehungswinkel a gemessen, der für die untersuchten Papiere zwischen 20 und 50° lag. Um von der Oberflächengestaltung des Papiers unabhängig zu sein, ist eine Okularlinse eingeschaltet, die auf einen Spalt von solcher Weite eingestellt wird, daß die Teilbilder aneinanderstoßen. Es kann auch der Glanzgrad von Anstrichen, Textilien usw. bestimmt werden. H. R. SCHULZ.

R. Emden. Sonnenatmosphäre und Einsteineffekt. Münch. Ber. 1920, S. 387—396, Nr. 2. Faßt man die Sonnenatmosphäre als konzentrisch geschichtetes Medium mit der Dichte ϱ und dem Brechungsexponenten

$$\mu = 1 + \nu \cdot \varrho$$

auf, so ergibt eine Auswertung des Refraktionsintegrals

$$R = - \int_{\mu_1}^{\mu_{\infty}=1} \operatorname{tg} i \frac{d\mu}{\mu}$$

(i = Winkel zwischen Sonnenradius und Strahl) unter Annahmen, für die der Verf. auf seine früheren Veröffentlichungen (R. Emden, „Gaskugeln“, 2. Kap., Leipzig 1907 oder R. Emden, „Über polytropen Atmosphären“, Meteorol. ZS. 1916, S. 351) verweist, folgendes: „Wird bei Finsternissen eine Abstandsvergrößerung der Fixsterne

von der Sonne im Betrage des Einsteineffekts festgestellt, so kann dieser weder ganz noch in einem meßbaren Bruchteile durch Refraktion einer normal geschichteten Sonnenatmosphäre verursacht sein.“

E. KRETSCHMANN

W. Herz. Die Lichtbrechung bei übereinstimmenden Temperaturen. ZS. f. phys. Chem. 98, 175—180, 1921, Nr. 3/4. Smith hat abgeleitet, daß der Brechungs-exponent für alle Stoffe bei der kritischen Temperatur den Wert 1,126 haben muß. Er benutzte zur Ableitung die Lorenz-Lorentzsche Formel. Verf. weist nun nach, daß die Abweichungen von dem geforderten idealen Verhalten für die von Smith angegebenen 32 Stoffe bei Anwendung der Gladstone-Daleschen Formel von gleicher Größenordnung sind, wie bei der komplizierten Lorenz-Lorentzschen Formel. Auch bei anderen vergleichbaren Temperaturen nähern sich die Brechungs-indizes konstanten Werten, doch treten erhebliche Unterschiede auf. H. R. SCHULZ

W. Herz. Zur Kenntnis der Lichtbrechung nicht assoziierter Flüssigkeiten. ZS. f. Elektrochem. 27, 323—324, 1921, Nr. 13/14. Nach Guye ist die Molekularrefraktion M_r dem Verhältnis von kritischer Temperatur und kritischem Druck proportional, so daß $M_r = 1,8 \frac{T_k}{p_k}$. Da die Verdampfungswärme L beim Siedepunkte T_s sich durch die kritischen Daten ausdrücken läßt, so folgt

$$M_r = \frac{1,8 \cdot T_s}{d_k \cdot L} = \frac{0,9 \cdot c}{d_k \cdot T_s},$$

wobei c die molekulare Siedepunktserhöhung ist. Unter Benutzung der Troutonschen Regel und der Lorenz-Lorentzschen Formel wird

$$M_r = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \cdot \frac{M}{d} = \frac{1,8 \cdot M}{22 d_k},$$

woraus n zu berechnen ist. Für den kritischen Punkt wird dann $n = 1,126$. Absolute Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen besteht nicht. H. R. SCHULZ.

V. Posejpal. Sur la variation de la réfraction des gaz avec la pression, au-dessous d'une atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 2, 85—92, 1921, Nr. 3. Die Bestimmung der Funktion $n - 1 = f(p)$, wobei p den Druck bezeichnet, ist unter Zugrundelegung interferometrischer Messungen für Luft und Kohlensäure ausgeführt worden. Die für die Wellenlänge λ bei einer Schichtdicke L beobachtete Änderung des Brechungsindex n ist gegeben durch die Streifenverschiebung s :

$$L \cdot \frac{dn}{dp} = \lambda \cdot \frac{ds}{dp} \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

Aus den Versuchen wird abgeleitet:

$$\frac{ds}{dp} = a_1 + \beta_1 p \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

und die Zahlenwerte von a_1 und β_1 sind für 16° und $\lambda = 546,23 \mu\mu$:

	Luft (1. Versuchsreihe)	Luft (2. Versuchsreihe)	Kohlensäure
$10^6 a_1 \dots$	32830 ± 9	32858 ± 12	49979 ± 24
$10^8 \beta_1 \dots$	258 ± 21	209 ± 26	1063 ± 55

Daher wird für die Konstanten K und β der Mascartschen Gleichung:

$$n - 1 = Kp(1 + \beta p) \quad \dots \dots \dots \quad (3)$$

	Luft	CO_2
$10^6 K \dots \dots \dots$	$0,36269 \pm 0,00015$	$0,55191 \pm 0,00026$
$10^8 \beta \dots \dots \dots$	357 ± 39	1063 ± 55

Es zeigt sich also, daß das zweite Glied von (3) nicht vernachlässigt werden darf daß also die unter Vernachlässigung von β ermittelten Werte von n für 700 mm Druck und 0° zu groß sind. Aus den Versuchen ergibt sich für Luft der Wert $10^9(n-1) = 292,63 \pm 0,14$ und für CO_2 entsprechend $10^9(n-1) = 447,96 \pm 0,28$. Berechnet man die Molekularrefraktion R gemäß der Gladstone-Daleschen Formel, so folgt, daß $n-1/q$ für Luft erst oberhalb $p = 2000$ mm, für CO_2 erst oberhalb $p = 1000$ mm vom Druck unabhängig ist. Nach der Bohrschen Theorie entspricht dem höheren Stabilitätsgrad eines Moleküls eine größere Schwingungsfrequenz und in diesem Zustande müssen daher die Moleküle eine geringere Molekularrefraktion zeigen. Da nach Perrin dieser stabilere Zustand sich bei geringeren Drucken einstellen muß, sind die Resultate im Einklang mit der Theorie. H. R. SCHULZ.

C. Chéneveau. Sur la variation de la réfraction spécifique des sels dissous en solutions étendues. C. R. 172, 1408—1410, 1921, Nr. 23. Berechnet man nach dem van't Hoff'schen Gesetz den Lösungsdruck P für einen gelösten Körper, für welchen r die Zahl der Ionen auf ein Mol und δ den Dissoziationskoeffizienten bezeichnet, so folgt $P = \gamma/1000 M \cdot [1 + (\nu - 1) \delta] RT$ (T absolute Temperatur, R Gaskonstante). Betrachtet man nun das spezifische Refraktionsvermögen $n - 1/d$ als Funktion des so ermittelten Druckes P , so findet man, daß für $\text{Mg}(\text{NO}_3)_2$ und KCl unterhalb 10 Atmosphären das Refraktionsvermögen mit abnehmendem Drucke abnimmt, während es bei $\text{NH}_4 \cdot \text{NO}_3$ mit abnehmendem Drucke wächst. Posejpal (s. vorhergehendes Referat) hat ein ähnliches Verhalten wie für $\text{Mg}(\text{NO}_3)_2$ und KCl bei Luft und CO_2 unterhalb von 1 Atmosphäre gefunden; für Wasserstoff ist nach den Messungen von Perreau und Leduc und Sacerdote

$$\begin{aligned} n - 1 &= k' p (1 + \beta p) & \beta &= -85 \cdot 10^8 \\ d &= kp (1 + \beta_d p) & \beta_d &= -80 \cdot 10^8 \end{aligned}$$

eine Zunahme von n mit abnehmendem p zu erwarten.

H. R. SCHULZ.

A. Mallock. Atmospheric Refraction. Nature 107, 456—457, 1921, Nr. 2693. Im unteren als homogen zu betrachtenden Teile der Atmosphäre ist die Lichtgeschwindigkeit v_h als Funktion der Höhe h über dem Erdboden darstellbar in der Form

$$v_h = v_0 \left(1 - a \frac{H-h}{H}\right),$$

wobei H die Höhe der Atmosphäre bezeichnet. Ein horizontal ausgesandter Lichtstrahl verläuft längs eines Kreises vom Radius R_r , für den gilt

$$R_r = \frac{H}{a} = \frac{8 \text{ km}}{0,00029} = 27500 \text{ km} \text{ (14900 engl. Meilen).}$$

Unter Berücksichtigung dieser Krümmung würde man für die Beziehung zwischen Standhöhe h und Horizontentfernung x erhalten (R_e = Erdradius)

$$h = \frac{x^2}{2} \left(\frac{1}{R_e} - \frac{1}{R_r} \right).$$

H. R. SCHULZ.

P. N. Ghosh. Young's Interference Experiment. Nature 107, 362, 1921, Nr. 2690. Der Doppelspalt für den Youngschen Interferenzversuch läßt sich mit Hilfe zweier Rasiermesserklingen und einem zwischengespannten Kokonfaden herstellen. H. R. SCHULZ.

Lord Rayleigh. Double Refraction and Crystalline Structure of Silica Glass. Proc. Roy. Soc. London (A) 98, 284—296, 1921, Nr. 692. [Geschmolzener Quarz zeigt deutliche Doppelbrechung, die teils auf Spannungen zurückgeführt werden kann, teils aber auf das Vorhandensein einer kristallinischen Struktur hinweist, die äußerst

stabil ist und auch bei Erhitzung nicht immer verschwindet. Die einzelnen Aggregate haben einen Durchmesser von etwa 0,5 mm und weisen bei gezogenen Stäben eine längliche Form auf von etwa 0,13 mm Stärke. Durch Anwendung eines Quarzkeiles wurde festgestellt, daß die Doppelbrechung auf 1 mm Dicke 0,029 Wellenlängen beträgt, also etwa 600 mal geringer ist als bei kristallinischem Quarz. Ähnliche faserige und bandförmige doppelbrechende Gebilde sind auch in dem für optische Zwecke hergestellten Quarzglas zu beobachten.

H. R. SCHULZ.

A. L. Kimball jr. Optical determination of stress in transparent materials. Journ. Opt. Soc. America 5, 279—289, 1921, Nr. 3. Coker hat zur Untersuchung der Spannungen in durchsichtigen Körpern eine Methode ausgearbeitet, die die Differenz der Hauptspannungen ergibt. Sie beruht auf der Messung des Gangunterschiedes mit Hilfe eines Viertelwellenlängenblättchens, wobei zum Vergleich ein beanspruchter, einfach geformter Körper diente, für den die Spannungsverteilung theoretisch ermittelt werden kann (vgl. Ber. 1, 733, 1920; 2, 603, 733, 1921).

H. R. SCHULZ.

H. Grossmann und Marie Wreschner. Die anomale Rotationsdispersion. Mit 11 Abbildungen. 56 S. S.-A. Stuttgart, Verlag von Ferdinand Enke, 1921. (Samml. chem. u. chem.-techn. Vorträge, Bd. 26.) Die Bedeutung, welche in den letzten beiden Dezennien die Rotationsdispersion für die Strukturchemie und die Elektronentheorie erlangt hat, machte es wünschenswert, die Anomalien auf diesem Gebiete zusammenfassend darzustellen. Die Verff. kennzeichnen zunächst die verschiedenen Arten der anomalen Rotationsdispersion und beleuchten die aus der Drudeschen Elektronentheorie entspringenden und von Lowry geprüften Dispersionsformeln. Sie legen sodann in kurzen Zügen Einflüsse der chemischen Konstitution dar und beschreiben ausführlich die Methoden zur Bestimmung der Rotationsdispersion. Eingehend behandelt werden die Weinsäure und die Äpfelsäure, die Ester und Salze dieser beiden Säuren. Außer diesen Fällen der extramolekularen Dispersionsanomalie werden auch die von Tschugaeff aufgefundenen und studierten Fälle der intramolekularen besprochen. Ebenso wird das bei selektiver Absorption auftretende Cottonsche Phänomen in den Kreis der Betrachtungen gezogen. Den Beschuß bilden eine Reihe von Wernerschen Komplexsalzen, bei denen gleichfalls anomale Rotationsdispersion auftritt.

KAUFFMANN.

Louis Longchambon. Sur la mesure du pouvoir rotatoire dans les cristaux biaxes. C. R. 172, 1187—1189, 1921, Nr. 19. Wegen der Doppelbrechung der Strahlen, die der optischen Achse nicht streng parallel sind, wird die Messung des Drehvermögens sehr unsicher. Für solche Strahlen geht die lineare Polarisation in eine elliptische über, und die große Achse der Ellipse bildet mit der ursprünglichen Polarisationsebene einen Winkel, der als Drehungswinkel erscheint. Eine nach dem in dem Handbuch von H. Poincaré angegebenen Verfahren ausgeführte Rechnung zeigt, daß für eine 5 mm dicke Zuckerplatte die Abweichung der scheinbaren Drehung eines gegen die Achse um 1 Minute geneigten Strahles von der wahren 32 Minuten, die eines um 2 Minuten geneigten 2° betragen kann. Nach Pocklington wird der Fehler durch Auffangen des aus dem Kristall austretenden Strahles durch eine Linse beseitigt. Diese theoretisch vollkommene Lösung der Schwierigkeit wird aber praktisch dadurch illusorisch, daß ein wirklicher Punkt nicht gesehen wird und demgemäß das Auge in Wirklichkeit als Minimum der Helligkeit diejenige sieht, die bei einer zwischen der wahren Drehung und der scheinbaren des am stärksten geneigten liegt. Die Einschaltung einer Blende von passender Größe in den Strahlengang kann diesen Fehler auf eine beliebig gewählte Größe herabdrücken. So zeigt die Rechnung, daß die Ab-

weichung der Drehung des am stärksten gegen die optische Achse geneigten Strahles von der wahren einen halben Grad beträgt, wenn der Durchmesser der Blende die $3 \cdot 10^{-4}$ fache Brennweite ausmacht. Eine weitere Unsicherheit bringt die Rotationsdispersion in die Messung des Drehvermögens, wenn das benutzte Licht nicht streng monochromatisch ist. Verf. benutzt die gelbe Linie eines Quecksilberbogens ($\lambda = 0,579 \mu$) und schaltet hinter der untersuchten Kristallplatte eine Linse großer Brennweite und in deren Fokalebene eine Blende von passender Dimension ein. So findet er für Zucker in Richtung der großen Achse eine Drehung von $+530^{\circ}50'$, in der der kleinen $-16^{\circ}5'$, für Magnesiumsulfat in beiden Achsen $19^{\circ}50'$. Das Verfahren ist so empfindlich, daß auch das bisher unsichere Drehvermögen des Strontiumformiats zu $7^{\circ}30'$ pro Zentimeter festgestellt werden konnte. LEVY.

G. Hettner. Die Rotationsspektren der Gase. *Naturwissenschaften* 9, 566—569, 1921, Nr. 29. Der Artikel bringt in elementarer Form einen Überblick über die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen ultraroter Gasspektren und über ihre theoretische Deutung. Es werden die Theorien der Rotationsspektren und Rotationsschwingungsbanden von N. Bjerrum, F. Reiche u. a. kurz dargelegt und mit der Erfahrung verglichen. HETTNER.

Ezer Griffiths and F. H. Schofield. Some Thermal Characteristics of Electric Ovens and Hot-Plates. *Electrician* 86, 222—225, 1921, Nr. 2231. [S. 1183.] C. MÜLLER.

Hermann Behnken. Strahlenqualität und Spannung bei der Coolidge-Röhre. *ZS. f. techn. Phys.* 2, 153—160, 1921, Nr. 6. [S. 1151.] BEHNKEN.

Aug. Hagenbach et W. Mörikofer. Le spectre de bande de l'aluminium. *C. R. Soc. suisse de phys.* Bâle 1921. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 3, 301—303, 1921, Mai/Juni. Das „erste Bandenspektrum“ des Aluminiums, von dem bisher nur fünf Gruppen mit 30 Bandenköpfen bekannt waren, besteht nach den mit Konkavgitter und Prismenspektrograph ausgeführten Messungen der Verff. aus acht Gruppen mit 80 Bandenköpfen, abschattiert nach Rot. Es läßt sich an Stelle der Deslandreschen Formel, die große Laufzahlen etwa zwischen 60 und 120 besitzt, darstellen durch die Formel $\nu = A - Bn + Cn^2 - Sg - Tg^2$; darin sind n und g die ganzen Zahlen von 1 bis 18 bzw. 1 bis 8 und die anderen Koeffizienten Konstanten. Eine Tabelle gibt die neuen Messungen der Bandenköpfe auf fünf Stellen. Eine Diskussion der Genauigkeit der Formel wird angekündigt. — Das zweite, ebenfalls nach Rot abschattierte Bandenspektrum erscheint besonders kräftig im Lichtbogen mit starkem Strom (10 A) in verdünnter Luft. — Ein drittes, hier zum erstenmal beobachtetes, nach Violett abschattiertes Bandenspektrum, das ebenfalls dem Al zugeschrieben wird, bestehend aus zwei Gruppen von sieben bzw. drei Köpfen zwischen 4408 und 4483 bzw. 4616 und 4643 ist wegen Unschärfe nicht auflösbar. Es erscheint im Bogen bei normalem Druck. OLDENBERG.

H. Nagaoka and Y. Sugiura. The structure of the bismuth lines. *Astrophys. Journ.* 53, 339—348, 1921, Nr. 5. Die Feinstruktur von Wismutlinien zeigt nach den bisherigen Untersuchungen die Besonderheit, daß alle Satelliten auf der langwelligen Seite neben ihren Hauptlinien liegen. Zur genauen Untersuchung wird ein Lichtbogen zwischen Kohlekathode und Wismutanode beobachtet durch Lummer-Gehrcke-Platten und Stufengitter. Durch zwei gekreuzte Platten (bzw. Stufengitter und Platte gekreuzt) wird sorgfältig die Zugehörigkeit der Satelliten zu ihrer Ordnung, sowie die Freiheit des Apparats von Geistern festgestellt. Ergebnisse (die eingeklammerten Zahlen bedeuten Intensitäten): Satelliten von $\lambda 4722$ sind: 0,317 (7), 0,284 (7), 0,243 (8),

0,179 (?) (1), 0,102 (6), 0,057 (8), 0 (10), —0,032 (1), —0,072 (1), —0,124 (0,5), —0,165 (0,5), —0,218 (3), —0,279 (1), —0,328 (1). Desgleichen von $\lambda 4122$: 0,122 (8), 0 (10), —0,200 (10), —0,321 (8). Die Linie 4308 hat (weniger zuverlässig meßbar) vier gleichstarke Hauptlinien 0, 0,024, 0,351, 0,374, dazwischen zwei sehr schwache Linien 0,129, 0,254. Jedenfalls also liegen die Satelliten auch bei Wismut auf beiden Seiten der Hauptlinien, wenn auch nicht mit gleicher Intensität. Wie bei Quecksilber und bei Cadmium finden sich auch in der Feinstruktur des Wismuts bestimmte Frequenzdifferenzen $\delta\nu$, die bzw. deren Vielfache bei allen drei Linien wiederholt mit einigen Prozent Genauigkeit auftreten. Bei der Hauptlinie von 4722, die endliche Breite besitzt, wurde subjektiv mit dem Stufengitter ein Flackern beobachtet, das nur schmale Teile der Linie bestrafte, so daß diese Hauptlinie wohl als enge Häufung von drei oder vier Linien aufzufassen ist.

OLDENBERG.

H. Nagaoka. On the measurement of Poleeffect and its connection with magnetic separation. *Astrophys. Journ.* **53**, 329—338, 1921, Nr. 5. Die empfindliche Messung geringer Linienverschiebungen geschieht durch die vom Verf. angegebene Methode der Spaltverschiebung. Die Lichtquelle wird auf dem horizontalen Spalt eines Stufengitters mit horizontalen Platten abgebildet. Das so entstehende Spektrum wird auf den vertikalen Spalt eines Prismenspektrographen projiziert. Dieser zweite Spalt ist horizontal verschiebbar. Je eine Aufnahme vom Poleffekt und vom Vergleichslichtbogen werden auf derselben Platte ineinander geschachtelt, dadurch, daß zwischen den Aufnahmen der zweite Spalt um reichlich den Betrag seiner eigenen Breite horizontal verschoben wird. Die Platte läßt Linienverschiebungen von ein bis zwei Tausendstel Å.-E. erkennen. Der Verf. empfiehlt die Methode auch zum Vergleich der Spektren von Isotopen. Als Vergleichslichtquelle für Herstellung der nicht verschobenen Linie wird der „Pfund-Lichtbogen“ (Kohle-Kathode und Metall-Anode) benutzt. Während nach Gale und Adams zwischen Druckverschiebung und magnetischer Aufspaltung von Spektrallinien ein Zusammenhang besteht, läßt sich zwischen Poleffekt und magnetischer Aufspaltung ein solcher nicht nachweisen; für die Linien mit positivem Poleffekt (Vergrößerung der Wellenlänge am Pol); dagegen ist für Linien mit negativem Poleffekt anscheinend der absolute Betrag des Poleffekts um so größer, je kleiner die magnetische Aufspaltung der Linie ist. OLDENBERG.

Arthur S. King. Experiments with the tube resistance furnace on the effect of potential difference. *Proc. Nat. Acad.* **6**, 701—702, 1920, Nr. 12. Im Inhalt identisch mit der S. 640 dieser Berichte referierten Kingschen Arbeit. C. MÜLLER.

Ch. Fabry et H. Buisson. Étude de l'extrême ultra-violette du spectre solaire. *Journ. de phys. et le Radium (6)* **2**, 197—226, 1921, Nr. 7. Verff. beschäftigen sich mit der starken Intensitätsabnahme im Sonnenspektrum bei 3000 Å.-E. Frühere Beobachtungen haben gelehrt, daß bei dieser Intensitätsabnahme die atmosphärische Absorption eine entscheidende Rolle spielt. Unter den Gasen der Atmosphäre kommt in erster Linie nach Fowler, Strutt und Hartley Ozon in Betracht. Verff. messen die Absorptionskoeffizienten der Atmosphäre und untersuchen die Frage, ob diese Koeffizienten mit denen des Ozons übereinstimmen.

Zu ihren Messungen verwenden sie ein neues doppeltes Spektrometer, welches von den gewöhnlichen Spektralapparaten den Vorzug hat, ein klares auch an den Enden schleierfreies Spektrogramm auf der photographischen Platte zu erzeugen. Eine Vorgängerin hat diese Konstruktion in einem Apparat von Miethe und Lehmann (Abhandl. d. Berl. Akad. **268**, 1909). Die Intensitätsmessungen unterhalb 3150 Å.-E. werden mit der photographischen Methode ausgeführt. Die Intensitäten der Strahlung zu-

verschiedenen Tagesstunden werden verglichen durch Aufnahmen von Schwärzungskurven, aus denen das Intensitätsverhältnis nach Ermittlung des Entwicklungsfaktors γ leicht abzulesen ist gemäß der Gleichung $\log J - \log J' = \frac{d - d'}{p}$. Die Auswertung der Platten geschah mit einem eigens zu diesem Zweck konstruierten Mikrophotometer [Journ. de phys. (5) 2, 37, 1915]. Verff. fanden, daß die Abhängigkeit der atmosphärischen Absorption von der Wellenlänge dieselbe ist wie beim Ozon. Dieser Befund stützt die Hypothese, daß das Ozon eben die Absorption verursacht. Ein Vergleich der Spektren von der Mitte und vom Rande der Sonnenscheibe zeigt, daß es nicht die Absorption in der Sonnenatmosphäre ist, welche das Spektrum begrenzt. Stellt man sich die Ozonmenge in seiner Schicht unter Atmosphärendruck vor, so genügt im Mittel eine Schicht von etwa 3 mm, die vertikal von Strahlen durchdrungen den Effekt hervorruft. Die Ozonschicht befindet sich in großer Höhe und erleidet von einem Tag zum anderen erhebliche Schwankungen. Eine Untersuchung dieses Phänomens an verschiedenen Orten der Erde würde sicherlich zu interessanten Ergebnissen führen. Der experimentelle Teil der Arbeit ist in Marseille ausgeführt, wo infolge der industriellen Anlagen recht ungünstige atmosphärische Bedingungen herrschen. Am Schluß der Arbeit werden zwei interessante Spektralaufnahmen wiedergegeben, von denen die eine das Gebiet unterhalb 3022 Å.-E. die andere das Gebiet zwischen 3144 und 2965 in zehnfacher Vergrößerung darstellen. RADEL.

Frank Horton and Ann Catherine Davies. Critical Electron Velocities for the Production of Luminosity in Atmospheric Neon. Phil. Mag. (6) 41, 921—940, 1921, Nr. 246. [S. 1136.] FRANCK.

Georges Déjardin. Ionisation de l'argon par des électrons lents. C. R. 172, 1847—1850, 1921, Nr. 22. [S. 1137.] FRANCK.

Edwin C. Kemble. The Probable Normal State of the Helium Atom. Phil. Mag. (6) 42, 123—133, 1921, Nr. 247. [S. 1136.] A. SMEKAL.

R. Glocker. Über die atomare Streuung von Natrium und Chlor. ZS. f. Phys. 5, 389—392, 1921, Nr. 5/6. In einer kürzlich erschienenen Arbeit waren von W. L. Bragg für Natrium und Chlor die azimutalen Streukurven der Wellenlänge $\lambda = 0,61 \text{ \AA}$ auf Grund von Reflexionsmessungen an Steinsalzkristallen mitgeteilt worden. Bei einem Vergleich mit den von Bragg und seinen Mitarbeitern theoretisch aus der Atomstruktur berechneten Streukurven ergeben sich so große Abweichungen, daß sich Bragg zur Einführung der Hypothese einer radialen Schwingungsbewegung der äußeren Elektronen veranlaßt sieht.

Bei einer genauen Durchrechnung unter Berücksichtigung diskreter Ladungen anstatt einer homogenen Verteilung der Ladung auf eine Kugeloberfläche findet der Verf. eine sehr gute Übereinstimmung der berechneten und der experimentellen Kurven, so daß die Braggsche Hypothese der radialen Schwingungen durchaus entbehrlich ist.

GLOCKER.

Adolf Smekal. Über die Erklärung der Röntgenspektren und die Konstitution der Atome. (Antwort an Herrn L. Vegard.) Phys. ZS. 22, 400—402, 1921, Nr. 14. Die von Vegard (Phys. ZS. 22, 271, 1921; diese Ber. 2, 953, 1921) gegen die Ablehnung der Elektronenringvorstellung und damit der Vegardschen Theorie durch den Verf. erhobenen Einwendungen werden zurückgewiesen und es wird insbesondere nachgewiesen, daß alle von Vegard zur Rettung der Elektronenringvorstellung vorgebrachten Abänderungsvorschläge vom Verf. bereits in früheren.

von Vegard nicht zitierten Arbeiten behandelt worden sind. Die vom Verf. andernwärts (vgl. diese Ber. 2, 897, 898, 1921) bewiesene Gültigkeit des Kombinationsprinzips bei den Röntgenspektren gebe ferner einen neuen Beweis für die Unzulässigkeit der Vegardschen Erklärung der sogenannten Kombinationsdefekte. Zum Schluß wird auf den allgemeinen Nachweis der Unmöglichkeit der Elektronenringvorstellung hingewiesen, den Bohr auf Grund des Korrespondenzprinzips erbracht hat. A. SMEKA

A. Dauvillier. Sur le principe de combinaison et les raies d'absorption dans les spectres de rayons X. C. R. 173, 35—38, 1921, Nr. 1. Der Verf. vergleicht sein L -Linienchema mit jenem von Smekal (ZS. f. Phys. 5, 91, 121, 1921, diese Ber. 2, 897, 898, 1921) und von Coster (ZS. f. Phys. 5, 139, 1921). Unterschiede finden sich hinsichtlich der N -Niveaus vor infolge der seinerzeitigen unrichtigen Identifikation der L -Linien β_6 und γ_2 bei W, welche durch die Messungen des Verf. an U und Th klargestellt werden konnten. Er berichtet ferner über neue Messungen. Die Linie β_7 wurde bei U in ein Dublett $\beta_7 = 733,5 \cdot 10^{-11}$ cm und $\beta'_7 = 736,7$ angelöst. $\gamma_6 - \beta'_7$ gibt ein L -Dublett, das Energieniveauschema enthält nunmehr 7 N -Niveaus. Die ursprünglich mit γ_9 bezeichnete Linie des U gehört in Wirklichkeit dem Mo an, die Einordnung von β_8 ist noch fraglich. Die nur bei leichten Elementen gemessene Linie L_{α_3} hält der Verf. auf Grund von Extrapolationen für die Fortsetzung von L_{η} in diesem Gebiet. — Zum Schluß wird über neue Beobachtungen der Absorptionsfeinstrukturen an der L_1 -Kante von U und der K -Kante von Br berichtet.

A. SMEKA

Louis de Broglie. Sur l'absorption des rayons de Röntgen par la matière. C. R. 171, 1137—1139, 1920, Nr. 23. [S. 1151.] G. HERTZ

William Duane and P. A. Patterson. Characteristic Absorption of X-Rays L -Series. Proc. Nat. Acad. 6, 509—518, 1920, Nr. 9. Messungen der Wellenlänge der Absorptionskanten in der L -Serie mit Hilfe des Ionisationsspektrometers ergaben folgende Werte:

	L_{α_1}	L_{α_2}	L_{α_3}
W.	$1,2136 \pm 1$	$1,0726 \pm 5$	$1,024 \pm 3$
Pt.	$1,0705 \pm 3$	$0,9321 \pm 3$	$0,8885 \pm 9$
Au	$1,0383 \pm 3$	$0,8993 \pm 3$	$0,8606 \pm 8$
Hg	$1,0067 \pm 5$	$0,8700 \pm 3$	$0,8335 \pm 9$
Tl	$0,9776 \pm 3$	$0,8415 \pm 3$	$0,8055 \pm 14$
Pb.	$0,9497 \pm 3$	$0,8133 \pm 3$	$0,7803 \pm 9$
Bi	$0,9216 \pm 3$	$0,7872 \pm 3$	$0,7532 \pm 9$
Th.	$0,7596 \pm 3$	$0,6286 \pm 3$	$0,6044 \pm 7$
U	$0,7214 \pm 3$	$0,5918 \pm 3$	$0,5685 \pm 7$

Die aus den Messungen sich ergebenden Werte für die Frequenzdifferenz des Sommerfeldschen L -Dublets zeigen eine kleine systematische Abweichung von der Sommerfeldschen Formel. Mit dem Werte $n = 3,45$ an Stelle des Sommerfeldschen Werte $n = 3,63$ für die für die Abschirmung der Kernladung charakteristische Konstante der Sommerfeldschen Formel ergibt sich bessere Übereinstimmung. G. HERTZ

William Duane and R. A. Patterson. On the Relative Positions and Intensities of Lines in X-Ray Spectra. Proc. Nat. Acad. 6, 518—527, 1920, Nr. 9. Zur Prüfung des von den Verff. aus früheren Messungen gezogenen Schlusses, daß bei

Wolfram je eine Linie der zu den beiden langwelligeren Absorptionsgrenzen zugehörigen Liniengruppen kurzwelliger ist als die betreffende Grenze, werden neue Meßergebnisse mitgeteilt, bei denen die von einer Wolframantikathode streifend ausgehende Strahlung mit Hilfe des Ionisationsspektrometers untersucht worden ist. Auf diese Weise wurden sowohl die Emissionslinien als auch die Absorptionskanten gleichzeitig erhalten, so daß ihre gegenseitige Lage genau gemessen werden konnte. Es ergab sich auch diesmal, daß die Linie β_5 kurzwelliger ist als die Grenze L_{a_1} und die Linie γ_2 kurzwelliger als die Grenze L_{a_2} . Zur Erklärung ziehen die Verff. Überlegungen heran ähnlich wie die Kosselsche Theorie der Feinstruktur der Absorptionsgrenzen. Die beobachtete Absorptionsgrenze soll dem Übergang eines Elektrons auf eine Bahn an der Atomoberfläche entsprechen, während die zugehörigen kurzwelligeren Linien beim Zurückfallen von einer weiter außen liegenden Bahn emittiert werden sollen. Die Frequenzdifferenz, dividiert durch die Rydbergkonstante, ergibt sich für $\beta_5 - L_{a_1}$ zu 6,0 und für $\gamma_2 - L_{a_2}$ zu 5,6. — Ferner werden noch einige Angaben über die relativen Intensitäten der Linien der *L*-Serie gemacht. G. HERTZ.

A. Danvillier. Sur la structure de la série *L*. C. R. 172, 915—917, 1921, Nr. 15. Der Verf. stellt sich die Aufgabe, das *L*-Spektrum des Urans, von dem bisher im Vergleich zu anderen Elementen relativ wenige Linien bekannt waren, möglichst vollständig aufzunehmen und bedient sich dazu der Methode von de Broglie (Drehkristall bei photographischer Registrierung) bei großer Dispersion (1 mm der Platte entsprach 7×10^{-11} cm in der Wellenlänge). Um lange Zeit mit großer Intensität exponieren zu können, wurde eine besondere Glühkathoden-Röntgenröhre aus Quarzglas mit einem Glimmerfenster von 0,02 mm Dicke hergestellt. Die Röhre wurde mit einer auf etwa 1 Proz. konstanten Gleichspannung betrieben.

Außer den bereits bekannten Linien der *L*-Serie des Urans fanden sich neun weitere Linien, von denen sieben bereits bekannten Linien anderer Elemente entsprechen. Diese sind:

η mit 801×10^{-11} cm	γ_5 mit $632,3 \times 10^{-11}$ cm
β_8 " 787×10^{-11} "	γ_3 " 603×10^{-11} "
β_4 " 747×10^{-11} "	γ_4 " $573,8 \times 10^{-11}$ "
β_7 " $734,8 \times 10^{-11}$ "	

Dazu treten ganz neu auf γ_6 mit 597×10^{-11} cm und γ_7 mit 622×10^{-11} cm. Drei weitere Linien mit den Wellenlängen 679, 686, und $711,8 \times 10^{-11}$ cm können nicht mit Sicherheit als dem Uran angehörig erwiesen werden.

Die drei *L*-Absorptionsgrenzen des Urans werden an den bekannten Stellen bestätigt. Ferner gelang es, die dem Absorptionsgebiet *L*_I zugehörigen Linien β_5 , β_7 , β_2 , β_6 , a_1 , a_2 und γ_1 zu isolieren, indem die Betriebsspannung so gewählt wurde, daß wohl das *L*_I-Spektrum, noch nicht aber die Spektren *L*_{II} und *L*_{III} auftraten. Auf Grund der Sommerfeldschen Beziehung der konstanten Frequenzunterschiede werden die Linien γ_2 , γ_6 , γ_1 , γ_5 , β_1 , η und β_3 der *L*_{II}-Serie und die Linien γ_4 , γ_3 , γ_7 und β_4 der *L*_{III}-Serie zugeschrieben. Weitere Untersuchungen zur experimentellen Trennung der Serien *L*_{II} und *L*_{III} werden in Aussicht gestellt. BEHNKEN.

E. L. Nichols and D. T. Wilber. Luminescence at high temperatures. Proc. Nat. Acad. 6, 693—695, 1920, Nr. 12. Verff. geben eine kurzgefaßte Zusammenstellung der Ergebnisse, die gewonnen wurden im Anschluß an die Entdeckung von Lumineszenzerscheinungen oberhalb 400° C (bei welcher Temperatur gemäß den Untersuchungen Lenards die Photolumineszenz im allgemeinen ihre obere Temperaturgrenze erreicht). Die Erregung dieser neuen Lumineszenzart geschieht durch Berührung mit der äußeren

Zone einer Wasserstoffflamme, unter Umständen auch durch Bestrahlung mit Kathodenstrahlen und mit Röntgenstrahlen. Sie ist durchaus verschieden von der Photolumineszenz, denn einerseits zeigt sie sich bei zahlreichen nicht photolumineszierenden Substanzen, andererseits fehlt sie sehr oft bei stark photolumineszierenden Stoffen; außerdem sind winzige Beimengungen — bekanntlich wesentlich für Phosphoreszenzerscheinungen — nicht erforderlich, stören vielmehr nicht selten das Zustandekommen der Lumineszenz überhaupt. Von der Temperaturstrahlung unterscheidet sich das Lumineszenzlicht durch Farbe, Abklingungsgesetz und spektrale Zusammensetzung, welch letztere mehrere, häufig übereinandergreifende Banden erkennen läßt, von denen jede einzelne ihre gesonderten Erregungs- und Temperatureigenschaften besitzt. Manche durch die Wasserstoffflamme erregbaren Substanzen lumineszieren auch bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen, wobei häufig dieselben Banden mit denselben Temperaturgrenzen erregt werden, während zuweilen beide Erregungsarten durchaus verschiedene Lumineszenzen hervorrufen. Auch Bestrahlung mit Röntgenstrahlen bei hohen Temperaturen ergibt zuweilen eine Lumineszenz.

HARRY SCHMIDT.

E. L. Nichols and D. T. Wilber. The luminescence of certain oxides sublimed in the electric arc. *Phys. Rev.* 17, 707—717, 1921, Nr. 6. Mit Hilfe eines Kohlelichtbogens durch Sublimation erhaltene dünne Schichten der Oxyde von Ca, Mg, Zn, Zr, Si und Al, die bei gewöhnlichen Temperaturen nicht photolumineszieren, lumineszieren bei hohen Temperaturen unter der früher (vgl. vorstehendes Referat sowie diese Ber. S. 583 und S. 845) beschriebenen Flammenerregung, sowie unter der Einwirkung von Kathodenstrahlen, wobei bei fortschreitendem Temperaturanstieg die Farbe des Lumineszenzlichtes sich ändert. Die Lumineszenz der Oxyde von Pb, B, Ba und Sr ist sehr matt, während die Oxyde von Ce, Th, Ti, Cu, Mg, Bi, Cd und U überhaupt nicht lumineszieren. Das Lumineszenzlicht des CaO besteht aus zwei breiten, übereinandergreifenden Banden, einer roten, die bei niedrigeren Temperaturen vorherrschend ist, und einer grünen, die erst von etwa 150° C an merkliche Intensität annimmt. Die rote Bande erreicht ihr Maximum bei ungefähr 280°, die grüne bei etwa 425°. Die oberen Temperaturgrenzen sind im allgemeinen für jede einzelne Bande bei Flammenerregung und bei Erregung durch Kathodenstrahlen die gleichen. Die bereits erwähnte, im allgemeinen gegen das violette Ende gerichtete Farbverschiebung des Lumineszenzlichtes wird lediglich durch die verschiedenen Temperatureigenschaften der einzelnen Banden, nicht aber durch eine Verschiebung dieser Banden selbst bedingt. Manche Banden werden schon bei relativ hohen Drucken durch Kathodenstrahlen intensiv erregt, während andere erst bei niedrigeren Drucken erscheinen, so daß bei fortschreitender Evakuierung Intensität und Farbe des Lumineszenzlichtes Änderungen erleiden.

HARRY SCHMIDT.

L. Hamburger. On Centres of Luminescence and Variations of the Gas Pressure in Spectrum Tubes at Electrical Discharges. *Proc. Amsterdam* 23, 379—394, 1920, Nr. 2/3. [S. 1146.]

FRANCK.

Walter Grotian. Elektronenstoß und geschichtete Entladung. *ZS. f. Phys.* 5, 148—158, 1921, Nr. 2. [S. 1147.]

FRANCK.

H. P. Waran. The Effects of a Magnetic Field on the General Spectrum. *Proc. Indian Ass. f. the Cultivation of Sc.* 6, 195—198, 1921, Nr. 3/4. Die Wirkung eines Magnetfeldes auf das Intensitätsverhältnis der Spektrallinien eines Quecksilber-Geisslerrohres wird untersucht für Felder von etwa 5000 Gauss und Stromstärken von 2 Milliampere in einer Quarzkapillare, die quer zum Felde steht. Von

den vier Linien λ 6234, 6152, 6123, 6072 wird durch das Magnetfeld 6152 kräftig verstärkt, die anderen geschwächt. Hiermit steht vielleicht im Zusammenhang, daß auch die Anwesenheit von Helium die Linie 6152 verstärkt. Entsprechende Versuche an Edelgasen und ihren Mischungen mit zweiatomigen Gasen zeigen, daß das Magnetfeld immer, beim reinen Gas und bei der Mischung, die Linien des einatomigen Gases verstärkt, während es die der zweiatomigen kaum beeinflußt. Beispiele: Ne mit H₂; He mit H₂; He mit O₂. Diese Erfahrung legt auch für Hg den Schluß nahe, daß die durchs Magnetfeld verstärkten Linien dem Atom, die nicht verstärkten dem Molekül zuzuschreiben sind. Weitere Versuche, insbesondere mit Schwefel und Jod, sind im Gange.

OLDENBERG.

H. Rosenberg. Sternphotometrie mit Photozelle und Verstärkerröhre. Die Naturwissenschaften 9, 359—365, 389—394, 1921, Nr. 19 u. 20. Helligkeitsmessungen an Gestirnen mit Hilfe kolloidaler photoelektrischer Zellen nach Elster und Geitel sind bereits mehrfach ausgeführt worden (Guthnick, Astron. Nachr. 196, 357. Guthnick und Prag' er, Veröff. d. Kgl. Sternw. z. Berlin-Babelsberg I₁ (1914) und II₃ (1918). Meyer und Rosenberg, Vierteljahrschr. d. astron. Ges. 48, 3, 1913). Die Messung der durch das Licht der Sterne ausgelösten Photostrome erfolgte dabei meist durch Aufladung eines Elektrometers, wobei umständliche Einrichtungen zur Vermeidung von Kapazitätsänderungen, Wandladungen usw. bei Fernrohrbewegungen erforderlich waren. In neuerer Zeit sind auch Verstärkerröhren zur Messung photoelektrischer Ströme benutzt worden (J. Kunz, Pike, Abraham und Bloch, Meyer, Rosenberg und Tank). Doch können diese, hinsichtlich des Zusammenhangs von Lichtintensität und verstärktem Photostrom stark voneinander abweichenden Resultate nach Ansicht des Verf. nicht als Präzisionsmessungen angesehen werden. Die vorliegende, unter Beratung von E. Meyer, Zürich, ausgeführte und von der Preußischen und Württemberger Akademie, sowie der Gürtler-Stiftung unterstützte Arbeit stellte sich die Aufgabe, die günstigsten Bedingungen für die Verstärkung schwacher elektrischer Ströme zu ermitteln, den Zusammenhang zwischen Intensität und verstärktem Photostrom näher zu untersuchen, sowie eine für Präzisionsmessungen brauchbare Messungsmethode auszuarbeiten, auf ihre Genauigkeit zu prüfen und in eine besonders auch für astrophysikalische Zwecke anwendbare Form zu bringen. Es wurde die Pikesche Verstärkerschaltung benutzt, jedoch zum Teil mit der von Meyer, Rosenberg und Tank, Séance de la société Suisse de Physique, Zürich, 24. April 1920, angegebenen Abänderung, daß der verstärkte Photostrom im Anodenkreis nicht direkt, sondern mit Hilfe einer Kompensationsmethode gemessen wird. Als Photozelle diente eine nach Elster und Geitel von Günther und Tegetmeyer, Braunschweig, hergestellte Rubidiumzelle, als Verstärkerröhre eine für 100 Volt Anodenspannung gebaute Seddigsche Niederfrequenzverstärkerröhre. Die Meßbeleuchtung erfolgte durch ein 4-Voltlängchen, dessen Licht durch ein bis auf 0,1' einstellbares Nicolpaar abgeschwächt werden konnte (direkt gemessener Photostrom bei Nicolstellung $50^\circ = 1,6 \cdot 10^{-10}$ Amp.). Die ganze Apparatur war in geerdeten, dick mit Filz umkleideten Metallgehäusen untergebracht. Zunächst wurde die Abhängigkeit der Verstärkung von Anodenspannung und Heizstrom bei drei verschiedenen Belichtungen untersucht. Die verstärkten Photostrome zeigten für alle drei Intensitäten bei 60 Volt Anodenspannung ein Maximum. Die Verstärkungszahl betrug bei 0,53 Amp. Heizstrom max. 30 000 und nahm bei Verminderung des Heizstroms auf 0,425 Amp. stark zu bis 125 000, um dann schnell abzufallen. Es empfiehlt sich aber, statt mit 0,425 Amp. mit etwas größeren Heizstromwerten von 0,45 bis 0,46 Amp. zu arbeiten (Verstärkung 80 000- bis 100 000fach), da bei 0,425 Amp. die Galvanometereinstellung äußerst langsam erfolgt. Verf. hat

dann den Einfluß der Potentialdifferenz zwischen Heizdrahtmitte und Erde auf die Verstärkungszahl untersucht. Es ergab sich ein mächtiges Anschwellen mit zunehmendem Heizstrompotential, wobei Verringerung der Heizstromstärke wieder Zunehmen der Verstärkung bewirkte und Verstärkungszahlen bis 600 000 fach erzielt wurden. Für die Änderung der Verstärkung ist jedoch die Potentialdifferenz zwischen Heizdraht und Gitter das Wesentliche, deren Zusammenhang mit dem Anodenstrom durch die Charakteristik der Verstärkerröhre dargestellt wird. Indem der Verf. dem Gitter bestimmte Potentiale erteilte, erhielt er für verschiedene Heizströme Kurven, welche für jede bei den photoelektrischen Messungen gefundene Anodenstromstärke die zugehörige Gitterspannung zu entnehmen erlaubten. Es ergab sich, daß Änderungen des Heizdrahtpotentials gegen Erde den Spannungsabfall zwischen Gitter und Heizdraht erheblich weniger beeinflußten; ferner, daß, je weiter man auf dem flachen Teil der Charakteristik herabgeht, die Verstärkung um so größer wird, zugleich aber auch der Meßbereich sich verkleinert. Die obere Intensitätsgrenze ist nämlich dadurch gegeben, daß das Produkt aus dem primären Photostrom und der Verstärkungszahl gleich dem Anodenstrom bei unbelichteter Zelle wird. Innerhalb eines Intensitätsbereichs von 1 : 20 waren die verstärkten Photoströme je nach dem Heizdrahtpotential etwa auf 2 bis 6 Proz. den Intensitäten proportional. Größeren Intensitäten entsprachen etwas höhere Verstärkungszahlen, und zwar waren die Abweichungen um so merkbarer, je mehr man sich dem flachen Teil der Charakteristik näherte. Für Präzisionsmessungen schlägt der Verf. deshalb vor, entweder die verstärkten Photoströme als Funktion der Intensität empirisch als Kurven darzustellen, oder gemäß der von E. Meyer, Rosenberg und Tank, l. c., angegebenen Methode die ganze photoelektrische Apparatur als Nullinstrument zu benutzen, wobei die eigentliche Helligkeitsmessung durch Einstellung auf „Gleichheit“ nach einer beliebigen, photometrisch einwandfreien Abschwächungsmethode bewirkt und mit nahezu gleichen Photoströmen gearbeitet wird. Die zweite Methode hat den Vorzug, daß erheblich größere Intensitätsunterschiede verglichen werden können und daß die statische Trägheit der Verstärkerröhren bei größeren Veränderungen im Heiz- oder Gitterkreis nahezu ausgeschaltet wird, welche sonst eine sehr verzögerte Galvanometereinstellung mit sich bringt. Närerer Untersuchung zufolge wird diese „statische“ Trägheit durch ein einige Zeit nach Anheizen der Glühkathode beginnendes Nachlassen der Gitterisolation veranlaßt, dessen Ursache vermutlich in vom Heizdraht ausgehenden positiven Ionen zu suchen ist. Der Verf. hat die photometrische Genauigkeit dieser Methode an Absorptionsbestimmungen von Blendgläsern geprüft. Der mittlere Fehler einer Messung betrug nur wenige Tausendstel einer Sterngrößenklasse. Den Einbau am Refraktor zeigt eine Photographie. Durch Einfügen von Blendgläsern oder Lichtfiltern konnte der Meßbereich der Nicolanoordnung erweitert und Farbenindizes von Sternen bestimmt werden. Sterne vierter Größenklasse waren bereits an einem Zeigergalvanometer merklich. C. MÜLLER.

Maurice de Broglie. Sur les spectres corpusculaires des éléments. C. R. 172, 274—275, 1921, Nr. 5. [S. 1151.] BEHNKEN.

Hans Arens. Untersuchungen über Schwärzungskurven. ZS. f. wiss. Photogr. 21, 28—36, 1921, Nr. 1/2. Es wird darauf hingewiesen, daß bei der Aufnahme der Schwärzungskurven mit dem Polarisationsphotometer die Schwärzung für die Farben des Spektrums festgestellt wird, für die das photometrierende Auge empfindlich ist. Von der so festgestellten „optischen Schwärzung“ wird die „photographische Schwärzung“ unterschieden, für welch letztere die Wirkung der untersuchten Schicht auf das blaue Ende des Spektrums maßgebend ist. Verschiedene Fälle

werden besprochen, in denen die Nichtberücksichtigung des Gesagten zu schweren Täuschungen über die photographische Brauchbarkeit eines photographischen Verfahrens führen kann.

P. P. KOCH.

H. Simon. Über die Verwertung des Spiegelbildes in der Photogrammetrie (Bemerkung zum Aufsatz des Herrn W. Kramer). *Phys. ZS.* 22, 441, 1921, Nr. 15. Hinweis auf eine frühere Veröffentlichung des Verf. (vgl. diese Ber. 2, 336, 1921). H. R. SCHULZ.

F. Formstecher. Der Farbumschlag auskopierter Abzüge beim Fixieren. *Phot. Ind.* 1921, S. 590. Legt man Kopien in destilliertes Wasser, so verändert sich ihre Farbe nach Rot zu, beim Trocknen erscheint aber die ursprüngliche Farbe wieder. Dieser reversible Farbumschlag beruht vermutlich auf einer Änderung der Korndistanz beim Quellen der Schicht. Ein irreversibler Umschlag tritt bei Einwirkung von Ionen auf die Schicht ein. Er beruht auf einer Koagulation des kolloidalen Silbers, derart, daß sich grobkörniges gelbbraunes Silber bildet. Auf diesen Vorgang ist nun von großem Einfluß das Bindemittel; es adsorbiert das entstandene Silber unter Bildung eines „Farblacks“ und läßt demgemäß ein Zusammentreten der Ultramikronen zu größeren gelbbraunen Körnern nur in beschränktem Maße zu. Da nun je nach der Zusammensetzung und dem Reifungsgrad der Emulsion die Farbe einer Kopie zwischen Rot und Blau schwankt, wird auch die fixierte Kopie abweichende Nuancen annehmen. Je blauer die Kopie ist, desto mehr weicht die Farbe des fixierten Bildes von dem für koaguliertes Silber normalen Gelbbraun ab, d. h. desto rötere Töne werden erzielt. Nach dieser Darstellung des Fixierungsprozesses ist das negative Resultat aller Versuche, die Poitivinschen Photochromien zu fixieren, völlig verständlich. Ihre Farben beruhen auf optischer Resonanz der Silberultramikronen; jeder Eingriff mit Lösungen bewirkt Koagulation und zerstört daher die Farben. RADEL.

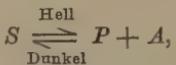
H. Schwerdt. Über kinematographische Aufnahmen rotierender Maschinenteile. *Photogr. Ind.* 1921, S. 571—573, Nr. 29. [S. 1124.] SCHWERDT.

Wilhelm Mathiesen. Untersuchungen über den elektrischen Lichtbogen, insbesondere über den unter Druck befindlichen. Mit 110 Abbildungen und 30 Zählentafeln im Text. 210 S. Leipzig, Kommissionsverlag von E. Haberland, 1921. Das Buch enthält eine ausführliche Zusammenstellung eigener Versuche am elektrischen Lichtbogen. Der ursprüngliche Zweck, eine Bogenlampe unter Überdruck für die Beleuchtungstechnik einzuführen, scheiterte an den Versuchsergebnissen. Zur Messung der Temperatur und Strahlungsenergie wird hauptsächlich das Pyrometer und Thermoelement benutzt. Die Verwendung von höheren Drucken als 5 Atm. scheiterte an dem unstationären Verhalten des Lichtbogens. Als Gase werden Luft, Sauerstoff und Stickstoff berücksichtigt. Es werden hauptsächlich Homogen- und Fluorcalcium-Dochtkohlen verwandt, die entweder senkrecht übereinander oder in der Stellung der der Projektionslampen brannten. Die Durchschnittstromstärke betrug 10 Amp. Die photometrischen Kurven ergaben bei schräger Stellung für die Lichtstärke eine lineare Zunahme mit dem Druck in Luft, dagegen sinkt bei dem Fluorcalciumbogen unter Druck in seinen eigenen Gasen die Lichtstärke schnell infolge der sich bildenden Dämpfe, während diese Abnahme bei Reinkohlen bedeutend geringer ist. Die Temperatur der Trennzonen des blauen Kernes eines Reinkohlebogens von 10 Amp. bei 10 mm Bogenlänge wurde zu 2770°, bei 20 Amp. zu 2938° und im Fluorcalciumbogen von 20 Amp. bei 11,5 mm Länge zu 2833° abs. bestimmt und durch Schmelzversuche an Stäbchen bestätigt. Alle Zonen der Gasstrecke nehmen bei konstanter Bogenlänge an Temperatur mit wachsendem Druck und Stromstärke zu, für den Reinkohlebogen

ist die Kratertemperatur von 1 bis 6 Atm. eine lineare Funktion des Druckes. Mit zunehmender Ionisation sinkt bekanntlich die Kratertemperatur, also zeigt die Beheizung des positiven Kraters durch Bestrahlung im Parabelspiegel einer zweiten Bogenlampe ein Sinken der Elektrodenspannung und der Kratertemperatur, die Kratertfläche wird größer, die Flächenhelle gleichmäßiger, und deshalb nimmt die Lichtstärke zu. Das Spannungsgefälle am Bogen wurde mittels zugespitzter Kohlesonden bestimmt, Kathoden und Anodengefälle sinken linear mit der Stromstärke. Die Neigung zum Zischen des Bogens hängt in elektrischer Hinsicht von der Stärke der Ionisation ab; je stärker diese ist, desto ruhiger brennt der Bogen. Das Wachsen der Energiestrahlung aller Bogenzonen geschieht in umgekehrtem Sinne zu ihrer räumlichen Ausdehnung mit Steigerung des Druckes und der Stromstärke. Die Zustandsänderung des Volumens der ganzen Bogenflamme sowie des blauen Kernes folgt dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetz anscheinend genau; das Volumen der Kerzenflamme und ihres blauen Kernes nur annähernd. Das Buch enthält ein sehr ausführliches Kurven- und Tabellenmaterial, und am Schlusse ist das Ergebnis in Thesen zusammengestellt.

H. Kost.

Selig Hecht. The photochemistry of the sensitivity of animals to light. Journ. Opt. Soc. Amer. 5, 227—231, 1921, Nr. 3. Der Mechanismus der Lichtwirkung auf die Sinnesorgane kann auch bei Tieren geprüft werden, weil die Art der Empfindung bei allen Gattungen, auch den untersuchten Schalentieren gleich ist. Allgemein gilt: Zwischen dem Beginn der Lichteinwirkung und dem Einsetzen der Reaktion liegt ein endliches Zeitintervall; eine Reaktion tritt nur ein, wenn die Intensität eine bestimmte Größe hat. Ferner ist die Tatsache der Hell- und Dunkeladaptation festzustellen. Der Verlauf der Dunkeladaptation folgt dem Massenwirkungsgesetz für eine bi-molekulare Reaktion



welche reversibel ist. Auf den Nerv wirkt eine neugebildete chemisch aktive Substanz T , die während der zwischen Reiz und Empfindungsbeginn liegenden Zeit aus einem inerten Material L entsteht. Die umgebildeten Zersetzungprodukte P und A wirken katalytisch bei der Umwandlung $L \rightarrow T$. Die Temperaturabhängigkeit ist von gleicher Größenanordnung wie diejenige, welche in der Chemie für Hydrolyse, Oxydation usw. gefunden worden ist.

H. R. SCHULZ.

7. Wärme.

F. Henning. Der Zahlenwert der Gaskonstante. ZS. f. Phys. 6, 69—72, 1921, Nr. 1. Die Gaskonstante ist neu berechnet worden, nachdem eine Reihe physikalischer Konstanten, auf deren Werte sich die Rechnung stützen muß, neu bestimmt sind, insbesondere durch Untersuchungen an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Das Ergebnis ist folgendes: Die Gaskonstante ist

$$R = 0,08204 \pm 0,00003 \text{ Liter-Atmosphären/Grad. Mol}$$

$$R = (8,313 \pm 0,003) \cdot 10^7 \text{ Erg/Grad. Mol}$$

$$R = 8,309 \pm 0,003 \text{ intern. Joule/Grad. Mol.}$$

$$R = 1,986 \pm 0,001 \text{ cal}_{15}/\text{Grad. Mol.}$$

HENNING.

L. Décombe. Sur l'énoncé du principe de l'Équivalence. C. R. 172, 1479 —1481, 1921, Nr. 24. Es handelt sich hier um die Rolle der Reversibilität in der Anwendung des Äquivalentprinzips, das in der Form gegeben wird:

$$\Delta W + \Delta V = \tau + J \cdot Q, \dots \dots \dots \quad (1)$$

wobei W kinetische, V innere Energie, τ äußere Arbeit und Q die absorbierte Wärme ist. Verf. betrachtet nun einen reversiblen Kreisprozeß, bei welchem also die lebendige Kraft konstant = 0, und mithin $\Delta W = 0$. Die Arbeit ist dann diejenige, die gerade nötig ist, um in jedem Augenblick das mechanische Gleichgewicht zu wahren. Dieser „kompensierten Arbeit“ τ_c entspricht die „kompensierte Wärme“ Q_c , so daß also hierfür

$$\Delta V = \tau_c + J \cdot Q_c. \dots \dots \dots \quad (2)$$

Zieht man (2) von (1) ab, so bleiben die „nicht kompensierten Anteile“ (Index n) übrig, also

$$\Delta W = \tau_n + J \cdot Q_n. \dots \dots \dots \quad (3)$$

Das Äquivalenzprinzip zerfällt so in zwei Teile, wobei der eine Teil nur die reversiblen, der andere nur die irreversiblen Vorgänge darstellt. Es ergibt sich, daß bei einer beliebigen Änderung Gleichgewicht zwischen kompensierter Wärme und Arbeit immer dann besteht, wenn die Änderung der inneren Energie 0 ist. Entsprechend besteht Gleichgewicht zwischen nicht kompensierter Wärme und Arbeit, wenn die Änderung der lebendigen Kraft = 0 ist. Wenn man demnach von der Rückkehr eines Systems zu seinem Ausgangspunkt spricht, muß man also unterscheiden zwischen der Rückkehr zum statischen und derjenigen zum kinematischen Zustand oder schließlich zur simultanen beider Zustände.

Wenn die nicht kompensierte, absorbierte Wärme mit Reibungskräften identisch ist,

$$J \cdot Q = - \varepsilon^2,$$

so wird

$$\tau_n = \Delta W + \varepsilon^2,$$

d. h. die äußere Arbeit wird dazu benutzt, die Änderung der lebendigen Kraft und die Reibungsarbeit im Gleichgewicht zu halten.

Zum Schluß schlägt Verf. als Fassung des Äquivalenzprinzips für einen ganz beliebigen Prozeß vor: „Es besteht immer Äquivalenz zwischen dem Verlust an lebendiger Kraft des Systems in bezug auf die entsprechende rein mechanische Transformation und der vom System abgegebenen Wärme“. SCHAMES.

M. Born. Kritische Betrachtungen zur traditionellen Darstellung der Thermodynamik. Phys. ZS. 22, 218—224, 249—254, 282—286, 1921, Nr. 7, 8, 9. Im Gegensatz zu allen anderen Gebieten der theoretischen Physik, deren Behandlung auf eine überraschend kleine Zahl von Differentialgleichungen zurückgeht, arbeitete die klassische Thermodynamik bisher mit Überlegungen ganz anderer Art: Carnot-schen Kreisprozessen u. dgl. Welche mathematischen Sätze sich hinter diesen thermodynamischen Schlußweisen verbergen, ist schwer zu erkennen. Dabei hat Carathéodory in einer bisher zu wenig beachteten Arbeit (Math. Ann. 61, 355, 1909) diese Frage vollständig gelöst. Born unterzieht sich hier der dankenswerten Aufgabe, diese nicht ganz leichte Arbeit in einfacher Weise darzustellen und so einem größeren Kreis von Lesern zugänglich zu machen. Nachdem Verf. Begriffe wie „adiabatische Wand“, „diatherme Wand“, definiert hat, wird die empirische Temperatur ϑ eingeführt und der erste Hauptsatz abgeleitet. Dieser erscheint in Gestalt einer Pfaffschen Differentialgleichung, etwa:

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial V} + p \right) dV + \frac{\partial U}{\partial \vartheta} d\vartheta = 0.$$

Es handelt sich nun darum, diese Differentialgleichungen eingehender zu betrachten und zu zeigen, „daß die absolute Temperatur integrierender Nenner des Differentials der Wärme“ ist. Zu diesem Zweck wird die Untersuchung über die Integrabilität Pfaffscher Differentialgleichungen etwas weiter als gewöhnlich durchgeführt, wofür auf das Original verwiesen sei, und der Satz abgeleitet: „Wenn ein Pfaffscher Differentialausdruck $dQ = Xdx + Ydy + Zdz$ die Eigenschaft hat, daß es in jeder beliebigen Nähe eines Punktes $P(xyz)$ Punkte gibt, die durch Lösungen der Gleichung $dQ = 0$ nicht erreichbar sind, so hat er einen integrierenden Nenner“. Der traditionellen Darstellung des zweiten Hauptsatzes wird sodann die neue gegenübergestellt; die empirischen Grundlagen (Prinzip von Clausius, Prinzip von Thomson) lassen sich jetzt als Prinzip von Carathéodory folgendermaßen formulieren: „In beliebiger Nähe jeden Zustands gibt es Nachbarzustände, die durch adiabatische Vorgänge von dem ersten Zustand aus nicht erreichbar sind“. Nach dem obigen mathematischen Satz folgt somit ohne weiteres die Existenz eines integrierenden Nenners. Es wird so der zweite Hauptsatz zuerst für reversible, dann für irreversible Zustandsänderungen abgeleitet. Schließlich werden die Ausführungen am Beispiel des idealen Gases und der schwarzen Strahlung erläutert und die Möglichkeit von gewissen Verallgemeinerungen, sowie die Schwierigkeit bei anderen dargetan.

SCHAMES.

W. Lehmann. Energie und Entropie. Eine leicht verständliche Darstellung ihres Wesens und der Grundlagen der Energiewirtschaft. 8 Fig. im Text. II u. 40 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1921. Im ersten Abschnitt werden die verschiedenen Formen der Energie, die isotherme und adiabatische Zustandsänderung, die Aufspeicherung der Energie usw. besprochen. Der zweite Abschnitt enthält nach einigen Betrachtungen über die Wahrscheinlichkeit eines Zustandes eine kurze Erläuterung des Entropiesatzes, in der die Entropie als Maß für den Wert bzw. den Alterungszustand der Energie eines Systems gedeutet wird. Der Ostwaldsche Satz: „Vergeude keine Energie, verwerte sie!“ wird dahin ergänzt, daß man nutzlos keine hochwertige Energie in minderwertige Wärme verwandeln soll. Im Zusammenhang hiermit wird der Wirkungsgrad zweiter Art oder entropische Wirkungsgrad als das Verhältnis der Entropieverminderung eines Systems zur Entropievermehrung eines anderen Systems, die im Energieaustausch stehen, definiert. Der Wirkungsgrad zweiter Art soll sich ebenso wie der gewöhnliche Wirkungsgrad (erster Art) möglichst der 1 nähern. Den Schluß bilden einige Auseinandersetzungen über die Berechnung der maximalen Geschwindigkeit ausströmenden Wasserdampfes, wenn sein Wärmeverlust bekannt ist, über die Berechnung der Entropie des nassen und überhitzten Dampfes, die Benutzung von Entropiediagrammen usw.

HENNING.

Heinrich Mache. Zur Theorie der Gasentartung. ZS. f. Phys. 5, 363—370, 1921, Nr. 5/6. Es wird untersucht, welche Beziehungen aus der reinen Thermodynamik für die Zustandsgleichung der Gase bei sehr tiefen Temperaturen folgen, wenn man die Annahme macht, daß für das entartete Gas der Spannungskoeffizient und die spezifische Wärme konstanten Volumens die gleiche Temperaturabhängigkeit aufweisen, also das Gas die Eigenschaften eines „Grüneisen'schen Körpers“ besitzt. Setzt man dementsprechend $(\frac{\partial p}{\partial T})_v = \psi \cdot c_v$, so erhält man $c_v = C \cdot F(\frac{T}{\Theta})$, wenn C eine reine Konstante und Θ die Volumenfunktion $\Theta = e^{-\int \psi dv}$ bezeichnet. Für die Energie ergibt sich $u = C \cdot \Theta \cdot \Phi(\frac{T}{\Theta}) + \lambda$ und für die Zustandsgleichung $p + \lambda' = C \cdot \psi \cdot \Theta \cdot \Phi(\frac{T}{\Theta})$. Hierin bedeutet λ eine Volumenfunktion und λ' ihre Ableitung nach

dem Volumen. Φ ist so beschaffen, daß es für $T = 0$ den Wert Null annimmt. Für ein ideales einatomiges Gas ist $\psi = \frac{2}{3}v$ zu setzen. Daraus folgt $\Theta = A \cdot v^{-2/3}$ und für die Zustandsgleichung $p = \frac{B \cdot \Theta}{v} = \frac{R}{v} \cdot \Theta \cdot \Phi\left(\frac{T}{\Theta}\right)$. Als neue Bedingung für Φ tritt hinzu, daß diese Funktion für hohe Temperaturen den Wert $\frac{T}{\Theta}$ annehmen muß. Setzt man für die Funktion $\Phi = \frac{1}{e^{\frac{\Theta}{T}} - 1}$ und für die zunächst unbestimmte Konstante B den Wert R , so erhält man die von Nernst angegebene Gleichung für die Gasentartung, nämlich $p = \frac{R}{v} \cdot \Theta \cdot \frac{1}{1 - e^{-\frac{\Theta}{T}}}$, in der ebenso wie oben $\Theta = A \cdot v^{-2/3}$ zu setzen ist. Bemerkenswert ist, daß nach diesen Betrachtungen die Adiabate des Gases nicht entartet, denn für sie gilt auch bei den tiefsten Temperaturen $p v^{5/3} = \text{const.}$

HENNING.

A. Liénard. Énergie électromagnétique et potentiel thermodynamique d'un système de courants. C. R. 172, 208—210, 1921, Nr. 4. Ebenda, S. 323—325, Nr. 6. Gegeben ein System von Strömen i in Gegenwart von magnetischen Körpern. Eine Verschiebung der Leiter oder der magnetischen Körper veranlaßt die Arbeit $d\tau$. Die Änderung der Magnetisierung, die diese Feldänderung begleitet, veranlaßt die Wärmeabgabe dQ . Der Satz von der Erhaltung der Energie zusammen mit dem Induktionsgesetz gibt dann

$$d\tau + dQ + dU = \Sigma i d\Phi, \dots \dots \dots \quad (1)$$

wobei U die innere Energie und Φ der Fluß durch die verschiedenen Stromkreise ist. Verf. beschränkt sich auf Körper ohne Hysteresis, wobei also die Vorgänge reversibel, also $dQ = -\Sigma T dS$. Dies eingesetzt und umgeformt ergibt

$$d\tau + \Sigma S dT + \Sigma \Phi di = -dH, \dots \dots \dots \quad (2)$$

wobei also

$$H = U - \Sigma TS - \Sigma i\Phi \dots \dots \dots \quad (3)$$

und dH ein richtiges Differential ist. Es folgt aus (2)

$$d\tau = (-dH)_{T,i} \dots \dots \dots \quad (4)$$

$$S = -\frac{\partial H}{\partial T} \dots \dots \dots \quad (5)$$

$$\Phi = -\frac{\partial H}{\partial i}, \Phi_1 = -\frac{\partial H}{\partial i_1}, \dots \dots \dots \quad (6)$$

Demnach hat die Funktion H die Rolle eines thermodynamischen Potentials. Aus (6) folgt

$$\frac{\partial \Phi}{\partial i} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial i_1} = \dots \dots \dots \quad (7)$$

und

$$H = - \int_{0,0}^{i_1, i_1} (\Phi di + \Phi_1 di_1 + \dots) + F_{(T,x,y)}.$$

Die Integrationskonstante = dem thermodynamischen Potential ohne Ströme, also $= U - \Sigma TS$. Wertet man U aus, so erhält man

$$U = H + TS + \Sigma i\Phi = H - T \frac{\partial H}{\partial T} - \Sigma i \frac{\partial H}{\partial i}.$$

Im 2. Teil gibt Verf. einige Anwendungen dieser Formeln. Bei einem einzigen Stromkreis mit der Selbstinduktion L und magnetischem Körper mit konstanter Permeabilität wird

$$H = -\frac{1}{2} L i^2, \quad S = \frac{1}{2} i^2 \frac{\partial L}{\partial T}, \quad d\tau = \frac{1}{2} i^2 (dL)_T$$

und

$$U = \frac{1}{2} \left(L + T \frac{\partial L}{\partial T} \right) i^2.$$

Des weiteren behandelt er den allgemeinen Fall eines Systems beliebiger Ströme im dreidimensionalen Raum, wofür auf das Original verwiesen sei. SCHAMES.

Félix Michaud. Étude énergétique d'un système de courants. C. R. 172, 586—588, 1921, Nr. 10.

Félix Michaud. Étude énergétique d'un système de courants. Conditions de stabilité de l'équilibre. C. R. 172, 748—750, 1921, Nr. 12. Die Theorie von Liénard (vgl. voranstehendes Ref.) habe das Unbequeme, daß sie unterscheide zwischen dem Teil, der von den elektromagnetischen Wirkungen herröhre und dem Rest, den Liénard unabhängig von ersterem behandle. Dies sei willkürlich und lasse Unge- wißheit über die Strenge. Hingegen habe der Verf. in einem kürzlich erschienenen Buche (Energétique générale, Gauthier Villars) allgemeine Methoden gegeben, die Energieprinzipien auf beliebige reversible Systeme anzuwenden. Dabei seien nicht die Integralbeziehungen, die U , H , S usw. (die auch keine direkte experimentelle Bedeutung haben) geben, am interessantesten, sondern die Differentialbeziehungen. Diese bilden zwei Gruppen. Die der ersten haben den Typ der Clapeyronschen Gleichung. Verf. gibt mnemotechnische Regeln zu ihrer Aufstellung und diskutiert sie im allgemeinen. Im 2. Teil behandelt er die Differentialgleichungen der 2. Gruppe: verallgemeinerte Reechsche Gleichungen. In diesen enthält jedes Differential die beiden Faktoren des gleichen Energieterms, während bei der 1. Gruppe die Differentiale übers Kreuz, d. h. die Faktoren zweier Energieterme genommen waren. Verf. diskutiert diese Gleichungen. Zum Schluß gibt er die Stabilitätsbedingungen als Ableitungen aus diesen Gleichungen. SCHAMES.

Mario Basto Wagner. Thermodynamik der Mischungen. IV. bis IX. Teil. ZS. f. phys. Chem. 96, 287—311, 1920, Nr. 3/4; 97, 229—252, 330—336, 337—342, 343—367, 1921, Nr. 1/3, 4/6; 98, 151—156, 1921, Nr. 2. Verf. betrachtet die Theorie der Gasentartung im Sinne Nernsts, nach welchem 1. jedes Gas, das bei konstantem Volumen unter Ausschluß von Kondensation abgekühlt wird, schließlich in einen Zustand von verschwindend kleiner Wärmekapazität kommt und 2. der Abfall der spezifischen Wärme eines solchen Gases um so früher erfolgt, je größer seine Dichte, an einer Reihe von Kreisprozessen und zeigt, daß Satz 2 eine Folge von Satz 1 ist. — Auf dem Umstand, daß das thermodynamische Potential eines flüssigen oder festen Stoffes „bei relativ niedrigen Drucken“ als vom Druck unabhängig anzusehen ist, beruhen einige Methoden, die Verf. angibt, um den Dampfdruck der festen Phase zu bestimmen, wenn der der flüssig-unterkühlten Phase bekannt ist. Ähnliche Betrachtungen werden für Schmelz- und Löslichkeitskurven angestellt. Verf. gibt nochmals ausführlich eine Einteilung der Mischungen in vier Gruppen (vgl. diese Ber. 1, 1117) und bespricht die Methoden, die nach ihm dazu dienen sollen, die „Normalität reiner Stoffe“ zu bestimmen: 1. mittels der Temperaturänderung, 2. mittels der Volumänderung beim Mischen, 3. aus dem Dampfdruck, 4. aus der Gefrierpunktserniedrigung. Er bespricht sodann die Ableitung der Gleichgewichtsbedingungen, und die Reversibilitätsbedingung in bezug auf den Stoffaustausch zwischen den Phasen, als auch

auf chemische Reaktion innerhalb einer Phase. Sodann behandelt er nochmals seine Definition idealer Mischungen und die in teilweisem Gegensatz dazu stehende Dolezaleksche Theorie.

Die Abhandlungen des Verf. beruhten bisher auf der Planckschen Erweiterung des Nernstschen Wärmetheorems auf Lösungen. Da hiergegen verschiedene Einwände erhoben worden sind, versucht Verf. nachzuweisen, daß seine thermodynamische Theorie der Mischungen im wesentlichen davon unabhängig sei, ob die Plancksche Erweiterung aufrecht zu erhalten sei oder nicht. — Nach Planck ist die Entropie eines kondensierten Gemisches

$$S = \int_0^T \frac{C_p}{T} dT - R(n_1 \ln c_1 + \dots + n_a \ln c_a).$$

Verf. sucht die Gültigkeitsgrenze dieses Ausdrückes zu bestimmen, und er kommt zu der Ansicht, daß für $T = 0$ auch die Entropie des Gemisches Null sei, so daß dann der Klammerausdruck Null werden müßte. Da die oben abgeleiteten Reversibilitätsbedingungen in mancher Hinsicht im Widerspruch stehen mit denen von van der Waals, Duhem, Kuenen u. a., so werden diese nochmals ausführlich behandelt. Was die Dolezaleksche Theorie anbetrifft, so folgt, daß sie selbst für verdünnte Lösungen nur dann gilt, wenn die Lösungen ideal sind, also deren gasförmiger Bestandteil im labillflüssigen Zustand sich mit dem Lösungsmittel ohne Wärmetönung vermischt.

Im letzten Teil wird die Theorie der Mischungswärme behandelt. Ihr physikalischer Teil Q_p wird in Form einer Taylorschen Reihe entwickelt. Es werden vier Bedingungen aufgestellt, denen Q_p genügen muß. Es zeigt sich, daß man nicht mit dem quadratischen Glied abbrechen darf; hingegen genügt es, wenn man noch das Glied mit der dritten Potenz hinzunimmt.

SCHAMES.

Mario Basto Wagner. Allgemeine Methoden zur Ermittlung der wahren molekularen Konstitution reiner Stoffe und ihrer Mischungen. ZS. f. phys. Chem. 98, 81—93, 1921, Heft 2. Im Gegensatz zur Thermodynamik der Gemische nach ihren unabhängigen Komponenten (im Gibbschen Sinne) stellt sich Verf. die Aufgabe, die Zusammensetzung der „wahren Komponenten“ zu behandeln (vgl. seine Artikelreihe über Thermodynamik der Mischungen). Diese solle man ermitteln können aus 1. dem Volumen, 2. der Wärmeströmung, 3. dem Dampfdruck, 4. der Löslichkeit, 5. dem Gefrierpunkt, 6. dem Siedepunkt, 7. der spezifischen Wärme, 8. der Kompressibilität, 9. der thermischen Ausdehnung, 10. dem osmotischen Druck. Hingegen sollen andere Eigenschaften (Dielektrizitätskonstante, Viskosität, Refraktion, Oberflächenspannung) heutzutage noch keine endgültigen Schlüsse zulassen. — Wenn man also, etwa aus dem Dampfdruck einer Mischung, bestimmte Schlüsse über die wahre Konstitution gezogen hat, so wird es angebracht sein, nach möglichst vielen anderen der oben genannten Methoden diese Schlüsse zu bestätigen zu suchen.

SCHAMES.

Adolf Smekal. Über die Beziehungen zwischen klassischer und Quanten-Statistik. Wien. Anz. 1921, S. 126—128, Nr. 17. [S. 1128.] A. SMEKAL.

M. P. Applebey and D. L. Chapman. On the Equation of State. Phil. Mag. (6) 40, 197—200, 1920, Nr. 236. Die Verff. schreiben die van der Waalssche Zustandsgleichung in der Form

$$(p + \frac{a}{v^2})(v - b) = \frac{2}{3} n m \frac{\overline{V^2}}{2}.$$

Dann leiten sie auf eine indirekte Weise die Form ab

$$p = -\frac{kt}{b'} \log \frac{v-b'}{v} - \frac{a}{v^2},$$

wobei $b' = 2b$ und k die Gaskonstante pro Molekül, und erkennen nachträglich, daß diese Gleichung schon von Shah und Basu abgeleitet worden war (vorher schon von Planck aus seiner kanonischen Zustandsgleichung, d. Ref.). Die letztere Gleichung schreiben sie nun in der Form

$$kt \frac{\frac{Pb'}{\frac{kt}{e^{\frac{Pb'}{kt}}-1}}}{\frac{Pb'}{e^{\frac{kt}{Pb'}}-1}} = P(v-b'),$$

wobei $P = p + \frac{a}{v^2}$. Die Ähnlichkeit zwischen der linken Seite und der mittleren

Energie eines Planckschen Oszillators „suggeriere einen Zusammenhang zwischen dem Produkt Pb' und dem Quantum $h\nu$ “. Die letzte Gleichung hängt dann mit der ersten dadurch zusammen, daß wird

$$kt \frac{\frac{Pb'}{\frac{kt}{e^{\frac{Pb'}{kt}}-1}}}{\frac{Pb'}{e^{\frac{kt}{Pb'}}-1}} + \frac{Pb'}{2} = \frac{2}{3} m \frac{V^2}{2},$$

wobei die linke Seite mit Plancks modifiziertem Ausdruck für die mittlere Energie identisch wird, wenn Pb' durch $h\nu$ ersetzt wird. SCHAMES.

K. Schreber. Die Genauigkeit der Zustandsbeobachtungen und die Berechnung der Umkehrpunkte der Drosselerscheinung. Phys. ZS. 22, 335—336, 1921, Nr. 11. Verf. ist der Ansicht, daß die Amagatschen Messungen nicht genau genug seien, um aus ihnen die Umkehrpunkte des Drosselleffekts abzuleiten (vgl. M. Jakob, diese Ber. 2, 589, 1921), so daß er sich berechtigt glaubt, auf seinem der allgemeinen Ansicht entgegenstehenden Standpunkt zu verharren. SCHAMES.

Mario Basto Wagner. Zur Theorie der Zustandsgleichungen. Erster Teil. ZS. f. phys. Chem. 96, 483—497, 1920, Nr. 5/6. Verf. führt den Gedankengang seiner früheren Arbeit (Ann. d. Phys. 45, 1169, 1914) weiter aus, nach welchem die van der Waalssche Ableitung seiner Zustandsgleichung prinzipiell unrichtig sei. Er kam dazu, daß an Stelle von a theoretisch eine Volumfunktion treten müsse. Für diese Volumfunktion sucht er nun unter möglichst einfachen Annahmen theoretische Ausdrücke abzuleiten. Er rechnet so verschiedene Fälle durch, aber die Resultate sind nicht nur recht kompliziert, sondern scheinen auch keine bessere Übereinstimmung zu geben als die einfache van der Waalssche Zustandsgleichung. SCHAMES.

K. K. Järvinen. Die Zustandsgleichung für Flüssigkeiten. ZS. f. phys. Chem. 97, 445—458, 1921, Nr. 4/6. Verf. schreibt die van der Waalssche Gleichung in der Form

$$r = f \frac{R T}{v} - \frac{a}{v^u}.$$

Die Größe f (die man allgemein die Stoßfunktion nennt, d. Ref.) versuchte Verf. anders als nach der üblichen Methode zu bestimmen, und er erhielt für $\frac{v}{b} < 1,5$, für $f = 0,845 \frac{v^{1/3}}{v^{1/3} - b^{1/3}}$. Den Exponenten u glaubt er in einfachem Zusammenhang mit dem Anziehungsgesetz (was jedoch nach den neuen Arbeiten hierüber nicht richtig

ist), und zwar setzt er an Stelle des van der Waalsschen Wertes 2 den Wert 2,5. Um mit dieser Gleichung dann einige Übereinstimmung zu bekommen, ist Verf. gezwungen, b als Temperaturfunktion empirisch zu bestimmen (was aber mit seiner Voraussetzung im Widerspruch steht, d. Ref.).

SCHAMES.

Robert N. Pease. An analysis of molecular volumes from the point of view of the Lewis-Langmuir theory of molecular structure. Journ. Amer. Chem. Soc. 43, 991—1004, 1921, Nr. 5. Vom Standpunkt der Lewis-Langmuirschen Theorie der Valenz und der Atom- bzw. Molekularstruktur wird untersucht, ob „isostere“ Moleküle (Langmuirs Bezeichnung für gleiche Elektronenzahl und -anordnung) und Kernatome in Wasserstoffverbindungen das gleiche Volumen haben. Verf. bejaht dies. So findet er für die Isosteren CH_4 , NH_3 und H_2O für das Kernatom im Eigenvolumen $b \cdot 10^5$ von 80, während das aus kritischer Temperatur und Druck nach der van der Waalsschen Zustandsgleichung berechnete für Ne 76 ist. Die Isosternen C_2H_4 und O_2 , ferner C_2H_2 , N_2 und CO wurden ebenso behandelt. Ein zu einer bestimmten Kernstruktur hinzutretendes H vergrößert hiernach das Molekularvolumen um 28. Das Molekularvolumen von C ist in verschiedenen Strukturen verschieden, je stärker die Sättigung, desto kleiner; noch dichter ist die Ringstruktur. N_2 und CO sollen normale (Acetylen-)Struktur haben, wohl eher als die von Langmuir befürwortete dichtere Struktur. Die mögliche Struktur von NO mit auffallend kleinem Volumen (128) wird diskutiert. Neben den aus den kritischen Daten folgenden „beobachteten“ Werten gibt Verf. folgende berechnete Werte für $b \cdot 10^5$:

	Beob.	Ber.		Beob.	Ber.		Beob.	Ber.
CH_4 . .	191	192	C_2H_2 . .	229	230	$n\text{-C}_7\text{H}_{16}$	919	861
NH_3 . .	165	164	CO . . .	178	174	$n\text{-C}_8\text{H}_{18}$	1057	976
H_2O . .	136	136	C_2H_6 . .	286	(286)	$(\text{CH}_3)_2\text{CH} \cdot \text{CH}_2\text{CH}_3$. . .	641	631
O_2 . . .	144	(144)	C_3H_8 . .	385	401	$(\text{CH}_3)_2\text{CH} \cdot \text{CH}(\text{CH}_3)_2$. . .	745	746
C_2H_4 . .	255	256	$n\text{-C}_5\text{H}_{12}$.	652	631	$(\text{CH}_3)_2\text{CH} \cdot \text{CH}_2\text{CH}_2\text{CH}(\text{CH}_3)_2$	1025	976
N_2 . . .	174	(174)	$n\text{-C}_6\text{H}_{14}$.	785	746	.		

Berechnet sind diese Werte unter Zugrundelegung des obigen Wertes 28 für H sowie des Wertes 80 für die „kubische Neonstruktur“, 59 für die „tetraedrische Neonstruktur“ mit einem gemeinsamen, 72 mit zwei, 87 mit drei gemeinsamen Elektronen.

Des weiteren werden weniger ausführlich Moleküle behandelt, deren Kernatom Argon-, Krypton- oder Xenonstruktur hat; dabei ist das dem H entsprechende Volum größer als oben. — Die Volumina der Edelgase selbst stehen nicht in den einfachen Verhältnissen, die man nach Langmuirs Hypothese erwarten könnte, nach der die Radien der verschiedenen Schalen sich wie 1:2:3:4 verhalten; vielmehr sind deren Volumina angenähert proportional der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht, eine Regel, die angenähert auch für Verbindungen gilt.

SCHAMES.

F. Henning und W. Heuse. Über die Spannungs- und Ausdehnungskoeffizienten von Helium, Wasserstoff und Stickstoff. ZS. f. Phys. 5, 285—314, 1921, Nr. 5/6. Die mittleren Spannungs- und Ausdehnungskoeffizienten der genannten Gase wurden zwischen 0 und 100° gemessen, und zwar in Abhängigkeit vom Eispunktdruck p_0 (in mHg) der Gase, der zwischen 1,12 und 0,22 m Hg bei den verschiedenen Beobachtungsreihen betrug. Bezeichnet man den Ausdehnungskoeffizienten mit α ,

den Spannungskoeffizienten mit β , so lassen sich die Ergebnisse der Untersuchung durch folgende Formeln darstellen:

$$\begin{aligned} \text{für Helium} \dots \dots \dots a \cdot 10^7 &= 36604 - 19 p_0 \\ &\beta \cdot 10^7 = 36604 - 4 p_0 \\ \text{„ Wasserstoff} \dots \dots \dots a \cdot 10^7 &= 36604 - 12 p_0 \\ &\beta \cdot 10^7 = 36604 + 17 p_0 \\ \text{„ Stickstoff} \dots \dots \dots a \cdot 10^7 &= 36604 + 127 p_0 \\ &\beta \cdot 10^7 = 36604 + 134 p_0. \end{aligned}$$

Hiernach ergibt sich der Ausdehnungs- und Spannungskoeffizient eines idealen Gases zu $\gamma = 0,0036604$ und die Temperatur des absoluten Nullpunktes zu $t_0 = -1/\gamma = -273,20^\circ$.

HENNING.

Richard Lorenz und W. Herz. Die Regeln der übereinstimmenden Zustände bei geschmolzenen Salzen. ZS. f. anorgan. Chem. 117, 103—110, 1921, Nr. 1/2. Entgegen der Meinung von F. M. Jäger (ZS. f. anorgan. Chem. 101, 1, 1917), daß schmelzflüssige Elektrolyte dem Gesetz der übereinstimmenden Zustände nicht folgen, schließen die Verff. aus den Jägerschen Messungen, daß dies wohl der Fall ist, und zwar finden sie, daß sowohl das Verhältnis der Temperaturen als das der Dichten von Schmelzpunkt zu Siedepunkt genügend mit den allgemeinen Mittelwerten übereinstimmt. Sie halten sich deshalb für berechtigt, aus letzteren kritische Temperatur und kritische Dichte der Salze zu berechnen.

SCHAMES.

W. Herz. Die Lichtbrechung bei übereinstimmenden Temperaturen. ZS. f. phys. Chem. 98, 175—180, 1921, Nr. 3/4. [S. 1162.] H. R. SCHULZ.

Wilson Taylor. The Coalescence of Liquid Spheres-Molecular Diameters. Phil. Mag. (6) 41, 877—889, 1921, Nr. 246. [S. 1131.] * SCHAMES.

Max Jakob. Über einige Eigenschaften des Wasserdampfes. ZS. Ver. d. Ing. 65, 568—570, 1921, Nr. 22. In einer Besprechung von H. L. Callendars Buch: „Properties of steam and thermodynamic theory of turbines“ (s. diese Ber. 2, 648, 1921), wird von der englischen Zeitschrift Engineering deutschen Forschern u. a. vorgeworfen, daß sie bei Aufstellung empirischer Formeln für das spezifische Volumen v und die spezifische Wärme c_p des Wasserdampfes auf den durch die Prinzipien der Thermodynamik bedingten engen Zusammenhang zwischen v und den übrigen thermischen Eigenschaften des Wasserdampfes nicht geachtet hätten. Die deutschen Dampftafeln (und die kritiklos auf den gleichen Grundlagen aufgebauten amerikanischen) ergäben daher in c_p Fehler bis zu 20 Proz. Nur die auf Callendars Formeln gegründeten Tafeln seien frei von solchen Fehlern.

Der Verf. widerlegt diese Behauptungen. Er zeigte zunächst, wie die Callendarische Zustandsgleichung aufgebaut und vereinfacht worden ist. Die hiernach gewonnenen v -Werte stimmen ebenso wie die nach der neueren Gleichung v. Steinwehrs im allgemeinen gut mit der Erfahrung überein. Berechnet man aber aus diesen Gleichungen mittels der Formel $\partial c_p / \partial P = -1/J \cdot T \cdot \partial^2 v / \partial T^2$ die Differenz $c_p - (c_p)_0$, so erhält man in Sättigungsnähe sehr große Abweichungen von den Erfahrungswerten. Der Verf. hat daher früher den umgekehrten Weg empfohlen, nämlich von empirischen Gleichungen für c_p auszugehen und daraus v zu bestimmen. Dies ist ihm graphisch gelungen, und neuerdings hat Eichelberg (s. diese Ber. 2, 785, 1921) auch rechnerisch aus einer empirischen Gleichung für c_p das spezifische Volumen mit befriedigender Genauigkeit gewonnen. Der Verf. zeigt, daß die Zustandsgleichung Eichelbergs eine der ursprünglichen, nicht vereinfachten Zustandsgleichung Callendars nahe verwandte Form hat, während doch beide Gleichungen auf grundverschiedenen Wegen gewonnen wurden.

Endlich wird darauf hingewiesen, daß die neueren Messungen der kritischen Temperatur, die um 9° höhere Werte ergeben haben, als man früher annahm, nicht von Engländern, wie man nach den Engineering meinen möchte, herrühren, sondern von deutschen Forschern.

MAX JAKOB.

Otto Ruff und Susanne Mugdan. Arbeiten aus dem Gebiet hoher Temperaturen XIII. Die Messung von Dampfdrucken bei hohen Temperaturen und die Dampfdrucke der Alkalihalogenide. ZS. f. anorg. Chem. 117, 147—171, 1921, Nr. 3. Eine Nachprüfung der von Ruff und Bergdahl (diese Ber. 1, 508, 1920) ausgearbeiteten Methode zur Bestimmung von Sättigungsdrucken bei hoher Temperatur ergab, daß die Zuverlässigkeit der Ergebnisse von der Wahl der zur Aufnahme der Substanz dienenden Gefäße wesentlich abhängt. Da für Metalle die ursprünglich gebrauchten Kohletiegel verwendbar sind, wurden die Dampfspannungen derselben in Übereinstimmung mit den früheren Messungen gefunden. Nur die Sublimationstemperaturen des Arsenes unterhalb 1 Atm. und die Siedetemperaturen von Kupfer unterhalb 100 mm liegen wesentlich höher, als sie früher bestimmt wurden. Mit dem verbesserten Verfahren wurden zwischen 50 und 760 mm die Dampfdruckkurven der Alkalihalogenide, abgesehen von den Fluoriden, bestimmt. Als Siedetemperaturen bei Atmosphärendruck ergaben sich folgende Werte:

Lithiumchlorid	1337° C	Rubidiumchlorid	1388° C
Lithiumbromid	1265	Rubidiumbromid	1340
Lithiumjodid	1189	Rubidiumjodid	1304
Natriumchlorid	1442	Cäsiumchlorid	1289
Natriumbromid	1396	Cäsiumbromid	1297
Natriumjodid	1299	Cäsiumjodid	1280
Kaliumchlorid	1415		
Kaliumbromid	1388		
Kaliumjodid	1319		

HENNING.

Otto Ruff und Paul Schmidt. Arbeiten aus dem Gebiet hoher Temperaturen XIV. Die Dampfdrucke der Oxyde des Siliciums, Aluminiums, Calciums und Magnesiums. ZS. f. anorg. Chem. 117, 172—190, 1921, Nr. 3. Die Arbeit bedeutet einen ersten Versuch zur experimentellen Bestimmung der Dampfdrucke der genannten hochsiedenden Oxyde bei 760 mm und geringeren Drucken. Es kam die früher von Ruff und Bergdahl (diese Ber. 1, 508, 1920) beschriebene Methode zur Anwendung. Die Siedegefäße bestanden aus Graphittiegeln, die mit Vanadiumcarbid glasirt wurden. Als Ofenfüllung diente ein Argon-Stickstoffgemisch. Es konnte einigermaßen sichergestellt werden, daß Silicium- und Aluminiumoxyd unter Atmosphärendruck bei nahe den gleichen Temperaturen, nämlich etwa 2220°, sieden. Bei Calcium- und Magnesiumoxyd ist es wahrscheinlich nur bei den niederen Drucken möglich gewesen, ein wirkliches Sieden zu erreichen. Die normale Siedetemperatur des Calciumoxydes wurde zu 2850°, diejenige des Magnesiumoxydes zu 2800° geschätzt. — Weitere Versuche zur Sicherstellung dieser Zahlen sind in Aussicht genommen.

HENNING.

Ezer Griffiths and F. H. Schofield. Some Thermal Characteristics of Electric Ovens and Hot-Plates. Electrician 86, 222—225, 1921, Nr. 2231. Die Arbeit gibt einen Bericht über die vom Normenausschuß der britischen Ingenieure ausgewählten Richtlinien zur Normierung von elektrisch geheizten Küchengeräten, an denen die Untersuchungen des National Physical Laboratory wesentlichen Anteil haben. Die an derartige Küchengeräte gestellten konstruktiven Anforderungen sind sehr verschiedener

Art, je nach der Benutzungsdauer und dem Bedarf an strahlender Wärme. Als Höchsttemperatur für Rösten, Backen, Schmoren erschien jedoch allgemein 200° C geeignet. Zur Prüfung der nur für Schmoren und Kochen gebrauchten Heizplatten wurden, da die üblichen Küchengeräte noch nicht genügend normiert sind, kupferne Scheiben von passendem Querschnitt und Wärmeinhalt, ferner gußeiserne, mit Öl gefüllte Gefäße auf den Kochplatten erhitzt. Die mit Hilfe der Scheiben angestellten Versuche erstrecken sich 1. in Richtung der Temperaturverteilung, 2. auf den Einfluß der Scheibengröße im Verhältnis zur Heizplatte, 3. auf die Wirkung der Oxydation der Scheibenoberfläche, 4. auf den Unterschied der Wärmeübertragung, wenn die Scheibe in gutem Kontakt mit der Heizplatte lag oder von ihr getrennt gestützt stand. An dünnen Kupferscheiben wurden folgende Werte ermittelt:

Kupferscheibe von 17,8 cm Durchm. und 4,8 mm Dicke, 1073 g Gewicht.

	Heiz-dauer Min.	End-temp. °C	Watt	1000° in Min.	Nutz- effekt Proz.	2000° in Min.	Nutz- effekt Proz.
Offene Heizplatte A., 20,3 cm Durchm.	11	248	1295	4,5	12,1	7,9	13,7
" " B., 20,3 cm "	10	215	1250	5,4	10,4	10,0	11,2
Geschl. " C., 7 Zoll "	18	247	1150	10,2	6,0	16,1	7,6

Kupferscheibe 133 × 4,8 mm, 596 g.

Geschl. rechteckige Scheibe in Kontakt	6	203	930	8,1	13,5	—	—
Heizpl., 8 × 6 Zoll auf Stützen	14	200	910	9,0	4,8	—	—

Für dickere Kupferscheiben von 18 cm Durchm., 3,8 cm Dicke ergaben sich entsprechend ihrer im Verhältnis zur Heizplatte größeren Wärmekapazität höhere Nutzeffekte von 30 bis 60 Proz. für ein Anheizen bis 200° C. Gußeiserne Gefäße mit Ölfüllung zeigten Meßschwierigkeiten wegen der Notwendigkeit des Röhrens und wegen der Verdampfungsverluste. Für die Prüfung von Heizplatten empfehlen sich nach vorstehendem ebene, auf der einen Seite polierte, auf der anderen Seite oxydierte Scheiben gleichen Durchmessers und ähnlicher Wärmekapazität wie die zugehörigen Kochgeräte. Für ihr Anheizen innerhalb einer gewissen Zeit auf eine Normaltemperatur und für das Warmhalten auf ihr sind maximale Wattgrenzen je nach der Heizplattenoberfläche festzusetzen. Für die Prüfung der Kochöfen sind neben der Anheizzeit für eine bestimmte Normaltemperatur die zulässigen Temperaturverschiedenheiten zwischen Boden und Decke, sowie die zulässigen Temperaturänderungen während einer halben Stunde nach Umschalten auf Mittelhitze festzusetzen und Nutzeffekte in bezug auf den Rauminhalt festzulegen. Für einige Ofentypen sind die ermittelten thermischen und elektrischen Daten in einer Tabelle und in Kurvenform wiedergegeben.

Den Schluß des Berichts bilden neben Betrachtungen über die Vorzüge und Nachteile von Öfen mit einfacher Wandung und solchen mit doppelten Wänden, die Luftisolation oder Isolierfüllung enthalten, Erörterungen und Kurven über Wärmeverluste infolge von Strahlung und Konvektion an Flächen verschiedenen Emissionsvermögens, aus denen die Wichtigkeit der Verwendung nicht oxydierender Wandungen geringer Emission und Absorption hervorgeht. Bei einer auf 100° C über die Umgebung in Luft erhitzten Fläche von 10 Proz. Emissionsvermögen im Vergleich zum schwarzen Körper erwiesen sich beispielsweise die Gesamtverluste nur halb so groß wie bei maximal emittierenden Flächen. Anstriche jeder Farbe, ob matt oder glänzend, zeigten 80 bis 90 Proz. Emissionsvermögen; oxydierte Metallflächen 50 bis 90 Proz., matte Metallflächen 20 bis 40 Proz., polierte 3 bis 10 Proz.

C. MÜLLER.